

Ein neuartiger Vielkanaldiskriminator und seine Anwendung bei der Bestimmung der differentiellen β - γ -Winkelkorrelation von Rh^{86} *

Von HERBERT KLEWER

Mit 11 Textabbildungen

(Eingegangen am 15. Dezember 1958)

1. Einleitung

Bestimmung der Häufigkeitsverteilungen von Höhen ist mit verschiedenen elektronischen Methoden möglich. Eine häufig verwendete Anlage ist der Einkanal-Diskriminator, welcher nur Impulshöhen registriert, die in ein vorgegebenes Fall fallen. Zur Bestimmung der Amplitudenverteilungen müssen die Häufigkeiten der einzelnen Höhen nacheinander ermittelt werden. Für viele Zwecke ist jedoch dieses Gerät ungeeignet, da die erforderlichen Meßzeiten zeitlich konstante Quellen voraussetzen. So eignet sich diese Methode nicht für die Bestimmung der Verteilungskurven von sehr kurzzeitigen Vorgängen; andererseits ist sie auch ungeeignet für die Registrierung von Verteilungen, die von langsam ablaufenden Vorgängen herrühren, da eine ausreichende Meßgenauigkeit lange Meßzeiten erforderlich wären.

Bei einem wesentlich größeren Anwendungsbereich verfügt ein Vielkanaldiskriminator, bei dem Kanäle gleichzeitig aufnahmebereit sind. Bei den meisten Vielkanaldiskriminatoren finden verschiedene Meßmethoden Verwendung [1], [2], [3]. Bereits mehrmals angewandtes Prinzip, welches D. H. WILKINSON [4] angegeben wurde, ist die Durchführung der Amplitudenmessung auf eine Zeitmessung. Dieses Verfahren erfordert zwar gegenüber den anderen Methoden einen größeren Zeitaufwand zwischen der Analyse zweier aufeinanderfolgender Impulshöhen; es wird jedoch über die Zeitmessung eine größere Meßgenauigkeit der Impulshöhe erreicht. Zudem ist eine genaue Unterteilung des gesamten Amplitudenbereiches in gleich große Amplitudenintervalle möglich, was bei den anderen Methoden sehr schwierig ist.

Bei dem hier neu entwickelten Vielkanaldiskriminator mit 127 Zählkanälen wird die Amplitudenmessung ebenfalls durch eine Zeitmessung ersetzt. Diese Anlage unterscheidet sich von den bereits bekannten vor allem dadurch, daß die Vorgänge der Registrierung und der Auswertung getrennt sind. Jeder Impulshöhe wird in der elektronischen Aufnahmeapparatur eine bestimmte Signalkombination zugeordnet, welche auf einem Tonband gespeichert wird. Nach der Beendigung des Meßvorganges ist dann die

Häufigkeitsverteilung der verschiedenen Impulsamplituden auf dem Tonband festgehalten.

Der Vorteil der Trennung von Aufnahme- und Auswertevorgang liegt zunächst in der Anwendung verschiedener Verfahren zur Auswertung der gespeicherten Signalkombinationen. So könnte etwa eine elektronische Zählapparatur verwendet werden, welche jeweils nur auf eine bestimmte einstellbare Signalkombination anspricht. Es wird dann immer nur der Teil der Signalkombinationen gezählt, welcher mit dem eingestellten Signalwert übereinstimmt. Durch mehrmaliges Abspielen des Tonbandes könnten auf diese Weise die Impulshäufigkeiten der 127 Kanäle ausgezählt werden. Es wurde jedoch zur Auswertung ein mechanisches Registriergerät entwickelt, welches eine direkte Aufzeichnung der einzelnen Häufigkeitswerte bei einem einmaligen Abspielen des Tonbandes ermöglicht. Die aufgezeichnete Kurve gibt dann ein genaues Abbild für die Häufigkeitsverteilung der verschiedenen Impulshöhen.

Ein weiterer Vorteil der angewendeten Tonbandspeicherung wäre für einen „Doppel-Vielkanaldiskriminator“ gegeben. Dieser findet Anwendung bei der Untersuchung von Ereignissen, bei denen zwei verschiedene Amplitudenverteilungen A und B auftreten, welche in einem direkten Zusammenhang stehen. Diese Verteilungen können, etwa in Verbindung mit einer Koinzidenzapparatur, in zwei Aufnahmegeräten analysiert werden, wobei die Aufzeichnung der beiden resultierenden Signalkombinationen auf einem Tonband erfolgt. Hierdurch ist dann eine direkte Zuordnung zwischen zwei Impulshöhen getroffen. Bei der Auswertung kann etwa die Verteilung A mit der oben angedeuteten Zählapparatur ausgewertet werden, welche gleichzeitig die Registrierung der Verteilung B steuert. Es werden dann von der Verteilung B nur solche Impulshöhen registriert, welche gleichzeitig mit der gewählten Amplitude der Verteilung A auftreten. Durch mehrmaliges Abspielen des Tonbandes könnten aus den beiden aufgezeichneten Verteilungen A und B zu jeder der 127 Amplitudengrößen der Verteilung A eine Verteilungskurve B gewonnen werden, also insgesamt 127^2 zusammenhängende Häufigkeitswerte.

Die Speicherung von Impulsamplituden auf einem Tonband wurde bereits von CAVANAGH und BOYCE [5] angewandt. Jedoch werden dort, im Gegensatz zu der hier angewandten Speicherungsart, die wahren Amplitudengrößen auf das Tonband geschrieben und anschließend einem Vielkanaldiskriminator zur Auswertung zugeleitet. Zur Vermeidung von größeren Verzerrungen der Impulshöhenverteilungen müssen

Anlaßlich einer Vortragsreihe der Schutzkommission der Deutschen Forschungsgemeinschaft am 31. 5. und 1. 6. 1957 in der evangelischen Kirche in Bonn wurde eine Abhandlung über rätetechnischen Teil der vorliegenden Arbeit erschienen in „Schriftenreihe über den zivilen Luftschutz“, Heft 11, S. 150. Verlag Gasschutz und Luftschutz Dr. Ebel-Koblenz.

2.2. Der Amplitudendiskriminator zur Erzeugung des Zeitimpulses

Das lineare Zeitsignal wird mit dem Amplitudendiskriminator, einem Schmitt-Kreis [7] umgewandelt in einen Rechteckimpuls entsprechender Dauer, den der Speicherunivibrator (Abb. 2).

Im Ruhezustand dieser Schaltung ist die Pentode 5 auf eine eingestellte negative Gittervorspannung eingestellt, während die Pentode 6 leitet. Das Gitter der Pentode 5 ist mit dem Ausgang des Miller-Kreises direkt gekoppelt. Sobald die Amplitude des Zeitsignals die Gittervorspannung auf den Betrag des Kathodenpotentials erhöht, wird die Röhre 5 leitend und der Schmitt-Kreis kippt in seinen metastabilen Zustand, infolge dessen die Röhre 6 sperrt. Dieser Zustand wird beibehalten, bis die Eingangsspannung wieder auf den Betrag der Gittervorspannung der Pentode 6 absinkt. Die Dauer des Zeitimpulses entspricht dann der Verweilzeit des Zeitsignals oberhalb des am Schmitt-Kreis eingestellten Pegelspannung.

2.3. Der impulsgesteuerte Oszillator zur Messung der Dauer des Zeitimpulses

Der positive Ausgangsimpuls des Schmitt-Kreises steuert über einen Kathodenfolger den impulsgetriggerten Oszillator. Dieser liefert während der Dauer des Zeitimpulses Schwingungen von $4 \cdot 10^{-6}$ sec Dauer (Abb. 2). Die Oszillatorstufe liegt zwischen Kathode, Gitter 1 und Gitter 2 der Heptode EH 2. Im Ruhezustand verhindert die negative Vorspannung von Gitter 1 und der Dämpfungswiderstand R im Rückkopplungsweig das Einsetzen des Schwingungsvorganges. Der Zeitimpuls, welcher an das Gitter 1 geht, bewirkt eine Arbeitspunktverlagerung in den nichtlinearen Bereich großer Steilheit und regt dabei den Oszillator zum Schwingen an. Da die Anstiegs- und Abfallszeiten des Zeitimpulses kleiner als 10^{-7} sec sind, erfolgt der Schwingungseinsatz sehr rasch und die Schwingungen beginnen immer gleichphasig.

Der Oszillatorschwingkreis ist mit der nachfolgenden Verstärkerstufe elektronisch gekoppelt. Diese Stufe ist ebenfalls auf eine negative Vorspannung gesperrt und wird durch den Zeitimpuls geöffnet. An der Kathode der Heptode treten dann nur während der Zeitimpulsdauer die verstärkten Einzelschwingungen auf. Am Ablauf des Zeitimpulses bricht die Schwingung sofort ab, da nun die Verstärkerstufe wieder gesperrt ist. Außerdem bewirkt die negative Arbeitspunktverlagerung am Gitter 1 ein schnelles Ende des Schwingungsvorganges. Damit ist der Zeitimpuls in ein bestimmtes, reproduzierbares Zeitintervall unterteilt. Diese werden den Kathodenfolgen der Untersetzerstufen zur Registrierung zugeleitet.

2.4. Das Abtaste- und Registriersystem zur Speicherung der Zifferkombinationen (Abb. 3)

Nach der Zahl der Einzelschwingungen kippen die Untersetzerstufen mehrmals zwischen ihren beiden Zuständen hin und her und behalten nach dem Ende des Zeitimpulses jeweils einen bestimmten Stromzustand bei. Die

Registrierung der Zifferkombinationen auf dem Tonband wird nun durch den Löschvorgang eingeleitet, bei dem die Untersetzerstufen vor dem Eintreffen der nächsten Schwingungsfolge in ihre Ausgangslage zurückgeführt werden. Jede Untersetzerstufe enthält in dem Gitterkreis des Triodensystems I als Löschröhre L eine Triode. Während des Löschvorganges beeinflusst diese den Kippvorgang nicht, da infolge einer negativen Vorspannung die Löschröhre keinen Strom zieht. Nach dem Löschvorgang löst der differenzierte Zeitimpuls in dem Univibrator U_1 einen Rechteckimpuls von der Dauer $T_1 = 1,5 \cdot 10^{-5}$ sec aus. Die Impulsdauer T_1 erzeugt eine Zeitdifferenz zwischen dem Ende des Löschvorganges und dem Einsetzen des

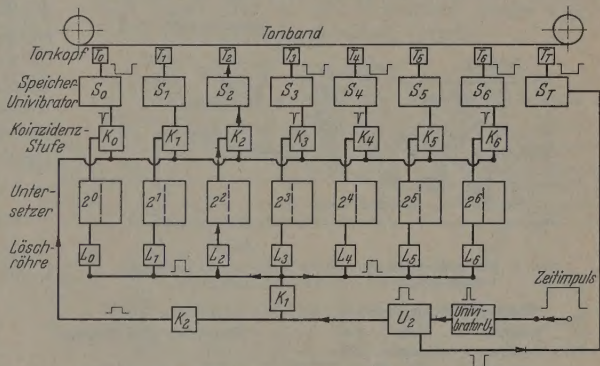


Abb. 3. Blockschaltbild der Lösch- und Registrieranordnung für die Speicherung der Zifferimpulse auf dem Tonband

Löschvorganges. Hierdurch wird für die Untersetzerstufen eine Wiederherstellzeit der statischen Stromzustände gewährleistet. Nach der Zeit T_1 wird durch den differenzierten Impuls des Univibrators U_1 der Univibrator U_2 angestoßen, welcher den eigentlichen Löschimpuls von der Dauer $T = 2 \cdot 10^{-5}$ sec erzeugt. Der positive Ausgangsimpuls wird über den Kathodenfolger K_1 gleichzeitig an die Gitter der sieben Löschröhren gekoppelt. Beim Eintreffen des Löschimpulses wird jede Löschröhre leitend und setzt dabei das Gitterpotential des Triodensystems I der betreffenden Untersetzerstufe soweit herab, daß diese in ihre Ausgangslage zurückkippt, sofern diese nicht schon vor dem Löschvorgang vorhanden war. Der bei dem Zurückkippen auftretende Potentialsprung an der Anode des Triodensystems I zeigt dann das Vorhandensein der zugehörigen Dualziffer an. Dieser positive Potentialsprung wird über ein RC -Glied dem einen Steuergitter einer Koinzidenzstufe K zugeführt. An das zweite Steuergitter jeder Koinzidenzstufe wird über den Kathodenfolger K_2 der nämliche Ausgangsimpuls des Univibrators U_2 gekoppelt. Beim Auftreten des Potentialsprungs während der Impulsdauer T_2 entsteht am Ausgang der Koinzidenzstufe ein negatives Signal, welches in dem zugehörigen Speicherunivibrator einen Rechteckimpuls von der Dauer $T = 10^{-4}$ sec auslöst. In dem einen Anodenkreis dieses Univibrators liegt in Serie zum Anodenwiderstand ein Tonkopf T , mit dem die Aufzeichnung des Zifferimpulses auf dem Tonband vorgenommen wird. In einem weiteren Speicherunivibrator S_T wird über den Univibrator U_2 der Hilfsimpuls T erzeugt, welcher auf die achte Tonspur des Tonbandes

geschrieben wird. Jeder Eingangsamplitude ist damit eine entsprechende Zifferimpulskombination und ein Hilfsimpuls T zugeteilt. Der eindeutige Zusammenhang der Zifferimpulskombinationen und der Impulsamplituden wird durch eine Kanalbegrenzungsstufe gesichert. Diese verhindert immer dann die Registrierung der Zifferimpulse, wenn die Schwingungszahl die Speicherkapazität von 127 Schwingungen überschreitet.

3. Das Tonband als Speichersystem der Zifferimpulskombinationen

Die Trennung des Aufnahme- und Auswertvorganges erfordert die Verwendung von zwei Tonbandgeräten. Mit dem Aufspielgerät erfolgt die Aufzeich-

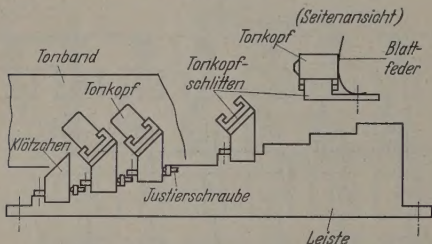


Abb. 4. Die Tonkopffilterung für die Aufzeichnung der Signalkombinationen auf acht parallelen Tonspuren

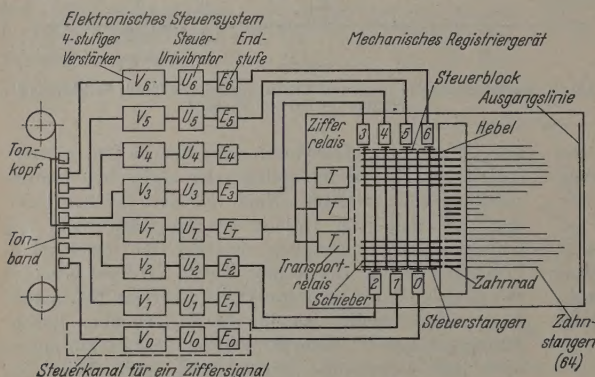


Abb. 5. Blockschaltbild der Auswertearratur

nung der Impulskombinationen. Seine Bandgeschwindigkeit ist in dem Bereich von 2,8 bis 28 cm/sec regelbar und kann in Übereinstimmung mit der von der Impulssperre erzeugten Totzeit der Eingangsimpulsfolge angepaßt werden. Bei der Auswertung wird das Band auf dem Wiedergabegerät abgespielt, welches eine feste Geschwindigkeitsstufe besitzt. Diese wird bestimmt durch das Verhältnis des Auflösungsvermögens der elektronischen Aufnahmeapparatur zu dem des mechanischen Registriergerätes. Bei der maximalen Aufspieggeschwindigkeit beträgt der kleinste zeitliche Abstand zweier aufeinanderfolgender Impulskombinationen 10^{-3} sec. Die Trägheit des mechanischen Systems erfordert jedoch einen zeitlichen Abstand von 10^{-1} sec zwischen der Registrierung zweier Impulshöhen. Das Tonband muß also bezüglich der größten Aufspieggeschwindigkeit um den Faktor 100 langsamer abgespielt werden. Die feste Wiedergabegeschwindigkeit beträgt also 0,28 cm/s.

Die Aufzeichnung der acht Tonspuren auf dem 17,8 mm breiten Tonband erfolgt durch eine stufen-

förmige Anordnung der Tonköpfe (Abb. 4). Die verwendeten Tonköpfe haben eine Kantenlänge 10 mm und eine Spürhöhe von 2 mm. Zur Verklärung dieser Spürhöhe sind die Tonköpfe so angeordnet, daß ihre Polspalte mit der Laufrichtung des Bandes einen Winkel von 45° einschließen. Die effektive Spürhöhe beträgt dann etwa 1,5 mm und der Abstand zweier benachbarter Tonköpfe 18 mm. Die gesamte Längsausdehnung der Tonkopfhälfte, welche 140 mm beträgt, kann das Band hinreichend genau geführt werden, so daß kein Übersprechen einzelner Tonspuren auftritt. Die beschränkte Stüriergenauigkeit der Tonkopfabstände des Wiedergabegerätes bezüglich der Tonkopfabstände des Aufspielgerätes sowie eine unterschiedliche Längsausdehnung des Tonbandes beim Aufspiel- und Wiedergabevorgang bedingen kleine Zeitdifferenzen zwischen dem Eintreffen der einzelnen Wiedergabesignale. Ein störender Einfluß dieser Zeitdifferenzen auf die Funktion des Registriergerätes wird jedoch durch genügend große Toleranzen bei der mechanischen Steuervorrichtung ausgeschlossen.

4. Die Auswertearratur zur Registrierung der gespeicherten Amplitudenverteilung (Abb. 5)

Es wurde eine Auswertearratur entwickelt, welche eine direkte Aufzeichnung der Häufigkeit der verschiedenen Amplituden ermöglicht. Diese Apparatur wird gesteuert durch die Zifferimpulse, welche beim Abspielvorgang zum Eintreffen der Zifferimpulse zugeteilt werden. Darin wird jedes Wiedergabesignal einem RC-Verstärker soweit verstärkt, daß es den nachfolgenden Steuerunivibrator ansteuert. Dessen Ausgangsimpuls steuert über die Endstufe das zugeordnete Relais des Registriergerätes. Diese Relais, welche von den Zifferimpulsen gesteuert werden, betätigen eine mechanische Steuervorrichtung, welche die zugehörigen Kanäle öffnet. Jeder Kanal ist als Zählwerk eine Zahnstange, die in den vom Hilfsimpuls T gesteuerten Transporthmechanismus um einen Schritt vor- und zurückgeschoben wird. Zu Beginn der Aus-

zählung liegen die Endpunkte aller Zahnstangen in einer Ausgangsline. Während der Auswertung rückt jede Stange so viele Schritte vor, als Impulse des zugehörigen Amplitudenintervalles eintreffen. Nach dem Abschluß des Zählvorganges geben die verschiedenen Abstände der einzelnen Zahnstangen von der gemeinsamen Ausgangsline ein genaues Bild der Impulshäufigkeiten in den verschiedenen Amplitudenkanälen.

Zur Vereinfachung des mechanischen Aufbaus des Registriergerätes nur mit 64 Zählkanälen ausgestattet. Die Auswertung erfolgt dabei in zwei Schritten. Zuerst werden die Häufigkeiten der Amplituden in den Kanälen 1 bis 63 ermittelt. Nach einer Umschaltung des Steuersystems erfolgt anschließend durch nochmaliges Abspielen des gleichen Tonbandes die Registrierung in den Kanälen 64 bis 127. Dieses Verfahren erfordert die doppelte Auswertzeit; infolge der Trennung von Aufnahme- und Auswertvorgang wird jedoch die Einsatzzeit der Aufnahmeapparatur hierdurch beschränkt.

Das mechanische Registriergerät (Abb. 5 und 6)

Vorschub der Zahnstangen, welcher mit Hilfe von Transportrelais und Transportmechanismus ausgeführt, der „Steuerblock“ angeordnet ist. In dem Steuerblock sind 64 Schlitzze eingefräst, in denen kleine Schieber geführt werden. Jeder Schieber ist mit einem Hebel verbunden, welcher in die Verzahnung des zugehörigen Zahnrades eingreift. An jedem Schieber ist eine Zugfeder angebracht, welche mit dem anderen Ende an einem Metallkamm eingehängt ist. Die Rückwärtsbewegung der Schieber infolge der Anlenkung wird durch einen Bügel unterbunden, der in allen 64 Schiebern liegt. Dabei erzeugen die Schieber Bügel angebrachten Druckfedern den nötigen Druck zur Kompensation der Zugspannung der Schieberfedern. Beim Eintreffen des Hilfsimpulses wird der Bügel durch die drei Transportrelais zurückgezogen, wobei die Schieber nun in der wirkamen Kraft der Zugfedern ebenzurückschnellen. Der Transportweg ist so angedacht, daß dabei jeder Hebel in die nächstliegende Lücke des Zahnrades fällt. Sobald der Transportrelais stromlos werden, schnellert der Hebel in seine Ausgangslage zurück und drückt den Schieber nach vorne. Die Hebel drehen bei dieser Bewegung die Zahnräder um eine Zahnweite und jede Zahnstange rückt zugleich einen Schritt vor. Der Gesamtweg einer Zahnstange erlaubt dabei die Zählung von 64 Impulsen pro Kanal.

Beim Eintreffen einer Signalkombination wird durch nur der Hebel des zugehörigen Kanals ein Vorschub der Zahnstange vollziehen. Diese Einstellung wird gleichzeitig mit dem Transportweg von den sieben Steuerstangen ausgeführt. Die Schieber liegen in den Schlitzze, welche senkrecht zu den Zahnstangen der Schieber gefräst sind. An der Unterseite der Schieber sind sieben Nuten eingefräst, in denen die Steuerstangen verschoben werden können. Beim Schnellen des Bügels würden dann alle Schieber in die vorderen Nutkanten an die Steuerstangen anliegen und der Transportweg wäre hiermit gesperrt. Die Steuerstange ist jedoch ebenfalls mit Aussparungen versehen, deren Anordnung jeweils der Hälfte der Zahnstange ein Zurückweichen ermöglicht. Eine Steuerstange kann dabei zwei verschiedene Lagen einnehmen, die einen oder der anderen Hälfte der Schieber den Transportweg freigeben. Die Auslenkung in die eine mögliche Lage erfolgt durch das Zifferrelais bei der Rückführung in die Ruhelage durch eine Feder.

Die Anordnung der Aussparungen einer Steuerstange wird durch das zugeordnete Ziffersignal bestimmt. Zur fünften Stelle einer Dualzahl ($2^5 = 32$), zum Ziffersignal 5, gehören im Dezimalsystem die Zahlenwerte 32 bis 63. Beim Auftreten des Ziffersignales 5 in einer Signalkombination müssen also alle Kanäle dieses Bereiches geöffnet werden, und die Kanäle 0 bis 31 zu sperren sind. Deshalb liegen in der Ruhelage der Steuerstange 5, welche dem Auftreten der Dualziffer 5 entspricht, die Aussparungen die Kanäle 0 bis 31 frei und verriegeln sie in dem Kanalbereich von 32 bis 63. Beim Auftreten des Ziffersignales 5 wird die Steuerstange 5 über das Ziffer-

relais in die zweite Lage ausgelenkt. Sie gibt dann die Kanäle 32 bis 63 frei und sperrt die Kanäle 0 bis 31. Eine entsprechende Anordnung ist bei der Steuerstange 4 getroffen. Die vierte Dualstelle ($2^4 = 16$) tritt auf bei den Dezimalzahlen 16 bis 31 und 48 bis 63. In der Ruhelage der Steuerstange 4 — Signal 4 nicht vorhanden — sind diese Kanäle verriegelt und die Kanäle 0 bis 15 und 32 bis 47 offen. Beim Auftreten des Ziffersignales 4 vertauschen sich wieder diese Zustände. Jede Steuerstange gibt dann in der Ruhelage die Kanäle frei, deren Kanalzahlen im Dezimalsystem die zugehörige Dualstelle nicht enthalten. Durch das gleichzeitige Zusammenwirken der Steuerstangen 0 bis 5 wird in jeder der 63 Kombinationen ihrer Stellungen immer nur der Kanal geöffnet, dessen zugeordnete Zifferimpulskombination auftritt.

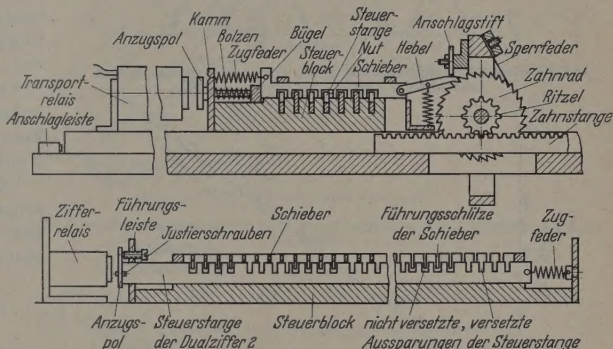


Abb. 6. Der Transport- und Steuermechanismus des mechanischen Registriergerätes

In der Ruhelage dieser sechs Steuerstangen sind alle 63 Kanäle gesperrt. Diese, der Dezimalzahl 0 entsprechende Lage, öffnet den Kanal 0, welchem die erste Zahnstange zugeordnet ist. Da jedoch die Aufnahmeapparatur ohne Zifferimpulse auch keine Hilfsimpulse T liefert, erfolgt kein Vorschub dieser Zahnstange in Verbindung mit den Steuerstangen 0 bis 5. Diese Zahnstange dient als Zählwerk des Kanales 64, in Verbindung mit der Steuerstange 6, die zur Erfassung von 127 Amplitudenkanälen erforderlich ist. Dem Ziffersignal 6 ($2^6 = 64$) entspricht eine Kanalzahl in dem Bereich 64 bis 127. Die falsche Registrierung solcher Amplituden in den Kanälen 0 bis 63 wird durch die Steuerstange 6/1 verhindert. Ihre Aussparungen geben in der Ruhelage den Transportweg für alle 64 Schieber frei, stellen also kein Hindernis für die Registrierung in den Kanälen 1 bis 63 dar. Beim Auftreten des Signales 6 wird die Steuerstange 6/1 ausgelenkt und verriegelt in ihrer zweiten Lage alle 64 Kanäle. Nach Beendigung des Auswertevorganges in den Kanälen 1 bis 63 wird die Steuerstange 6/1 gegen die Steuerstange 6/2 ausgetauscht. Deren Aussparungen sind nun so angeordnet, daß in der Ruhelage alle 64 Kanäle gesperrt sind. Beim Auftreten des Ziffersignales 6 werden dann alle Kanäle von seiten der Steuerstange 6/2 geöffnet. Falls in der Signalkombination außer dem Signal 6 kein weiteres auftritt, wird nur dem Schieber des Kanales 64, des vorhergehenden Kanales 0, der Transportweg geöffnet. Die folgenden 63 Kanäle stellen in Verbindung mit der Steuerstange 6/2 für alle übrigen, das Ziffersignal 6 enthaltenden Signalkombinationen die Kanäle 65 bis 127 dar.

5. Prüfung des Vielkanaldiskriminators

Die Überprüfung erstreckt sich auf die Überlappung der Kanalbreiten, die Linearität, sowie auf das Amplitudenauflösungsvermögen. Die Kanalbreite ist hier bestimmt durch die Größe des Amplitudeninter-

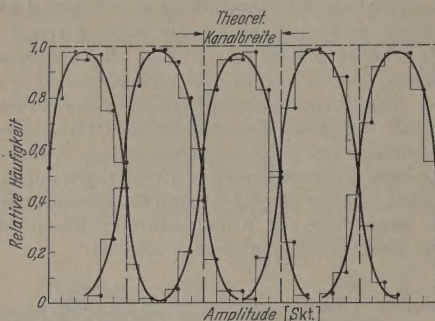


Abb. 7. Relative Häufigkeitswerte gleich großer Eingangsamplituden in benachbarten Kanälen des Registriergerätes

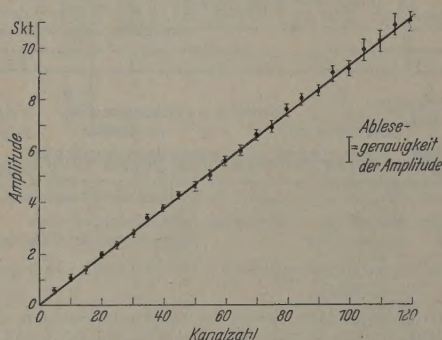


Abb. 8. Lineare Zuordnung zwischen den Eingangsamplituden und den Amplitudenkanälen

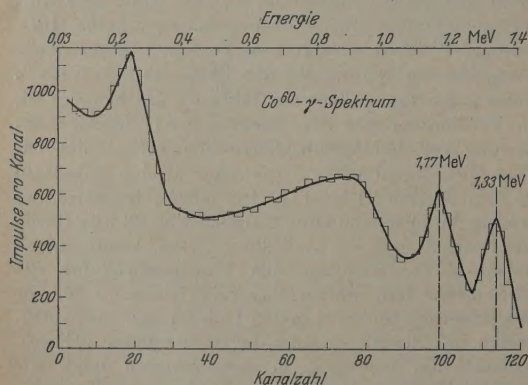


Abb. 9. γ -Spektrum von Co^{60} , aufgenommen mit dem Vielkanaldiskriminator

valles, welches der Schwingungsdauer einer Oszillator-schwingung zugeordnet ist. Gemäß dieser theoretischen Kanalbreite müßten alle Impulse, deren Amplituden innerhalb dieser Breite liegen, immer in dem selben Kanal registriert werden. Eine Überlappung der benachbarten Kanäle wird jedoch durch unterschiedliche Zeitimpulslängen für gleich große Eingangsamplituden hervorgerufen, da der Ansprechpegel des Schmitt-Kreises Schwankungen unterworfen ist. So entsteht an Stelle eines definierten Ansprechpegels

ein Ansprechintervall. Sobald das lineare Zeit dieses Intervall durchläuft, ist zu jedem Zeit das Abbrechen des Zeitimpulses mit gleich Wahrscheinlichkeit möglich. An Stelle der theoretischen Rechteckform der Kanalbreite ergibt sich eine Verteilungskurve, deren Verlauf experimentell ermittelt wird. Hierzu werden mit dem Registriergerät die Häufigkeiten der gleich großen Eingangsamplituden in den verschiedenen Kanälen aufgezeichnet, wobei die Amplitude der Eingangsimpulse nacheinander schrittweise um Bruchteile der Kanalbreite erhöht wird. Das Verhältnis der Zählrate in einem Kanal zur gesamt Zählrate dieses Meßpunktes ist dann als relative Häufigkeit ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Impulshöhe dieses Meßpunktes in dem betreffenden Kanal registriert wird (Abb. 7).

Die Überprüfung der Linearität wird mit einem Rechteckgenerators durchgeführt, dessen Amplituden linear regelbar sind. Bei schrittweiser Änderung der Amplituden werden mit dem Vielkanaldiskriminator die Häufigkeiten in den zugehörigen Kanälen aufgezeichnet. Hierdurch erhält man die lineare Zuordnung zwischen Eingangsamplituden und Amplitudenkanälen (Abb. 8).

Zur Überprüfung des Amplitudenauflösungsvermögens wurden mehrere bekannte γ -Spektren registriert, von denen das Co^{60} - γ -Spektrum in Abb. 9 dargestellt ist.

6. Die Anwendung des Vielkanaldiskriminators bei der Bestimmung der differentiellen β - γ -Winkelkorrelation von Rubidium 86

Bei dem Zerfall von Rb^{86} in Sr^{86} treten zwei β -Gruppen auf, deren Maximalenergien und Intensitätsanteile nach [8] bestimmt sind zu $E_{\beta_1} = 1,77$ MeV; $i_1 = 0,88$; $E_{\beta_2} = 0,68$ MeV; $i_2 = 0,12$. Die β_2 -Strahlung führt in den angeregten Zustand des Sr^{86} -Kernes. In diesem erfolgt der Übergang in den Grundzustand unter Aussendung einer γ -Strahlung von der Energie $E_\gamma = 1,08$ MeV. Die Halbwertszeit wurde zu 19,8 Tagen bestimmt. Die $\log ft$ -Werte sind für die β_1 -Gruppe 8,5 und für die β_2 -Gruppe 7,8. Der β_1 -Gruppe wird der erste verbotene Übergang mit $J = 2$, „ja“ zugeordnet, da der a -Korrekturfaktor zur Erhaltung der linearen Kurieplots notwendig ist und da $\log(W_0)$ den Wert 9,7 aufweist. Auf Grund dieser Aussage der 0^+ -Annahme des Grundzustandes des Sr^{86} kann der Grundzustand von Rb^{86} als 0^+ Zustand angesehen werden. Da das Spektrum der β_2 -Gruppe eine erlaubte Form besitzt, läßt der entsprechende $\log ft$ -Wert auf einen ersten verbotenen Übergang mit $J = 0$, „ja“ schließen. Der erste angeregte Zustand von Sr^{86} ist demnach ein 2^+ -Zustand, für die γ -Strahlung ein $E2$ -Übergang bestimmt.

Die Bestimmung der anisotropen Richtungsverteilung dieser γ -Strahlung wird mit Hilfe der Koinzidenzmethode durchgeführt, wobei die Koinzidenz der Komponenten β_2 und γ des Überganges zweifach gemessen wird.

Für die β -Strahlung wird eine Beobachtungsvorrichtung vorgegeben. Die in dieser Richtung nachgewiesenen β -Teilchen werden dann von Kernen emittiert, deren Spinachsen bezüglich der Beobachtungsrichtung nicht willkürlich orientiert sind. Die anisotrope Ausbreitungswahrscheinlichkeit der unmittelbar der β -Strahlung folgenden γ -Strahlung ist dann eine Funktion

als Θ , welchen die Beobachtungsrichtungen der γ -Strahlung einschließen. Die Funktion $W(\Theta)$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein γ -Quant dem Winkel Θ bezüglich des koinzidierenden β -Teilchens emittiert wird. Die Größe der anisotropen Verteilung wird als Winkelkorrelation e bezeichnet, welche nach [9] definiert ist als

$$e = \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(90^\circ)} \quad (2)$$

Die Größe der Winkelkorrelation ist abhängig von der Winkelstellung der koinzidierenden β -Teilchen. Wenn für eine Winkelstellung keine Unterscheidung hinsichtlich ihrer Winkelkorrelation getroffen wird, liefert der Vergleich der Koinzidenzraten, welche in der 180° - und 90° -Stellung der Nachweisgeräte gemessen werden, einen Mittelwert der energieabhängigen Winkelkorrelationsgrößen. Dieser Wert wird als integrale Winkelkorrelation e_{int} bezeichnet. Zur Bestimmung der differentiellen Winkelkorrelation wird die Energieverteilung der koinzidierenden β -Strahlung mit dem Vielkanaldiskriminator gemessen. Durch den Vergleich der resultierenden Koinzidenzspektren der beiden Winkelstellungen kann mit Hilfe von Gl. (2) die differentiellen Winkelkorrelationswerte berechnet werden.

3.1. Die Versuchsanordnung (Abb. 10)

Der Nachweis der β - und γ -Strahlung erfolgt mit zwei Zählern Z_β und Z_γ . Zur Einstellung des jeweiligen Korrelationswinkels Θ sind die beiden Zähler durch ein Drehgelenk verbunden. Am β -Zähler ist eine Aluminiumkammer befestigt, welche die Präparathalterung enthält. Die radioaktive Probe, entnommen einer gesättigten Lösung von Rubidiumchlorid, wird auf einer goldbedampften Formvarfolie eingetrocknet. Der Probendurchmesser beträgt etwa 10 mm und die Probendicke 1 mg/cm². Zur Herabsetzung der Streuung der β -Strahlung in Luft wird ein Vakuum in der Kammer auf etwa 15 Torr eingestellt. Die Ausgangsimpulse des β - und γ -Zählers werden einer Koinzidenzapparatur zugeführt, deren zeitliches Auflösungsvermögen 7 nsec beträgt. Gleichzeitig mit der Koinzidenzregistrierung erfolgt die Energiebestimmung der koinzidierenden β -Strahlung. Hierzu werden die Ausgangssignale der Koinzidenzapparatur einer weiteren Koinzidenzstufe zugeführt, welche mit dem Vielkanaldiskriminator gekoppelt ist. Das Ausgangssignal der Koinzidenzstufe leitet immer dann die Registrierung ein, wenn ein β -Zähler kommanden Impulshöhe empfangen gleichzeitig in der Koinzidenzapparatur ein Koinzidenzsignal auftritt. Es werden hierdurch nur die Impulshöhen registriert, welche entweder dem β -Spektrum oder dem durch das endgültige Auflösungsvermögen der Koinzidenzapparatur erzeugten zufälligen Koinzidenzspektrum angehören.

Die Koinzidenzmessungen und ihre Ergebnisse

Nächst wird zur Festlegung eines Energieeichens das β -Spektrum von Cs¹³⁷ aufgenommen. Die auftretende K-Konversionslinie der Energie 0,624 MeV dient als Eichlinie zur Überprüfung der Stabilität der Energieskala zwischen den Koinzi-

denzmessungen. Des weiteren wird das komplexe β -Spektrum von Rb⁸⁶ registriert, welches zur Bestimmung der Verteilungskurve der zufälligen Koinzidenzen erforderlich ist.

Vor Beginn jeder Koinzidenzmessung werden mit einem Zählgerät die Einzelraten der beiden Zähler gemessen. Sodann erfolgt die Registrierung des Koinzidenzspektrums der betreffenden Winkelstellung. Die resultierende Koinzidenzrate beträgt in der 180° -Stellung der Zähler im Mittel vier Koinzidenzen pro Minute; in der 90° -Stellung ist sie um etwa 8 % geringer. Der Anteil der zufälligen Koinzidenzen beläuft

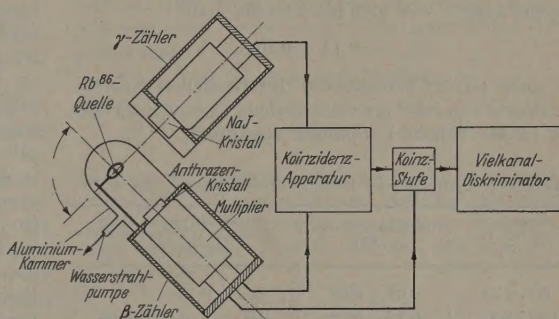


Abb. 10. Versuchsanordnung für die Messung der differentiellen Winkelkorrelation von Rb⁸⁶

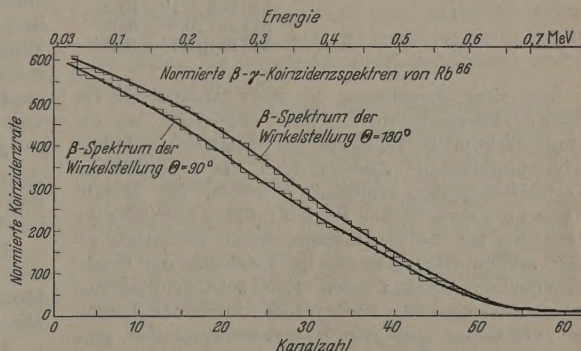


Abb. 11. Normierte Energieverteilungen der koinzidierenden β -Strahlung von Rb⁸⁶, gemessen mit dem Vielkanaldiskriminator

sich auf etwa 20 %. Nach dem Ablauf der jeweiligen Meßzeit werden die Impulshäufigkeiten der einzelnen Kanäle abgelesen. Vor dem Beginn der nächsten Messung wird wieder zur Kontrolle der Energieskala das Cs¹³⁷- β -Spektrum aufgezeichnet. Nach der folgenden Änderung der Winkelstellung erfolgt die Aufzeichnung des nächsten Koinzidenzspektrums. Zum Ausgleich langzeitiger Apparatschwankungen wird die Winkelstellung alternierend gewechselt. In jeder der beiden Winkelstellungen sind, bei einer Gesamtmeßzeit von 260 Std, fünf Koinzidenzspektren aufgenommen worden.

Die gemessenen Verteilungskurven werden nun normiert, wobei die zufällige Koinzidenzrate, die unterschiedlichen Meßzeiten, sowie der Einfluß der Geometrie und der Halbwertszeit berücksichtigt werden. Die normierten Häufigkeitswerte der einzelnen Kanäle der Spektren einer Winkelstellung werden dann addiert und ergeben so die Verteilungskurve des wahren Koinzidenzspektrums dieser Winkelstellung (Abb. 11).

Für die Berechnung der Korrelationsgrößen sind in der Gl. (2) die Größen $W(\theta)$ zu ersetzen durch die normierten Häufigkeitswerte $K_i(180^\circ)$ und $K_i(90^\circ)$ des Kanals i . Die Genauigkeit der berechneten Werte hängt dabei weitgehend von dem statistischen Fehler der gemessenen Häufigkeitswerte ab. Es ist deshalb zweckmäßig, die Korrelationswerte für größere Energiebereiche durch die Zusammenfassung der Häufigkeitswerte mehrerer Amplitudenkanäle i zu bestimmen. Durch die Addition der Häufigkeitswerte sämtlicher Kanäle der entsprechenden Winkelstellung ergibt sich die integrale Winkelkorrelation in dem Energiebereich von 0,05 bis 0,68 MeV zu

$$\epsilon_{\text{int}} = 0,11 \pm 0,015.$$

Die nach Gl. (2) berechneten differentiellen Korrelationswerte von Rb^{86} für verschiedene Energieintervalle sind in der Tabelle 1, Spalte 2 angeführt.

Tabelle 1. Differentielle Winkelkorrelationswerte von Rb^{86}

Energieintervall ΔE (keV)	Winkelkorrelation $\epsilon(\Delta E)$	Winkelkorrelation $\epsilon(E)$, gemessen von STEVENSON und DEUTSCH
50—150	$0,05 \pm 0,02$	$\epsilon_{\text{int}} = 0,13$
150—300	$0,12 \pm 0,02$	100 keV: $0,06 \pm 0,03$
300—450	$0,18 \pm 0,03$	125 keV: $0,08 \pm 0,02$
450—600	$0,17 \pm 0,04$	200 keV: $0,13 \pm 0,02$
		325 keV: $0,19 \pm 0,02$
		525 keV: $0,23 \pm 0,03$
		625 keV: $0,16 \pm 0,06$

Von einer Berechnung der Korrelationswerte für kleinere Energiebereiche wurde abgesehen, da die damit verbundene Zunahme der statistischen Fehler keine hinreichende Aussage über die tatsächlichen Korrelationsgrößen ermöglichen würde. Zur Herabsetzung des statistischen Fehlers müßten entweder die Meßzeiten für die Koinzidenzspektren wesentlich erhöht werden, oder es müßte die Intensität der Strahlungsquelle verstärkt werden. Einer solchen nützlichen Intensitätssteigerung wird jedoch durch die Totzeit der Verstärker und der Koinzidenzapparatur eine Grenze gesetzt. Eine genaue Aussage über die Korrelationsgrößen, welche zur Überprüfung einer Theorie hinreichend ist, kann demnach nur dann gewonnen werden, wenn die Energiebestimmung der koinzidierenden β -Strahlung mit Hilfe eines magnetischen Spektrometers erfolgt. Diese Meßmethode wurde für die Bestimmung der differentiellen Winkelkorrelation von Rb^{86} von STEVENSON und DEUTSCH [10] angewandt. Die hierbei ermittelten Korrelationswerte sind in der Tabelle 1, Spalte 3, angeführt.

Zusammenfassung

Es wird ein Vielkanaldiskriminator beschrieben, bei dem die Vorgänge der Messung und der Auszählung getrennt erfolgen. Zunächst wird die Amplitude jedes

Impulses in ein Zeitintervall verwandelt und mit Schwingungen einer konstanten Frequenz gefüllt. Die Zahl der Schwingungen ist dann ein Maß für das zugehörige Amplitudenintervall. Die Schwingungen werden mit sieben Dualuntersetzerstufen gezählt. Nach dem Zählvorgang werden die Untersetzerstufen zur Festlegung der einer Schwingung zugeordneten Dualstellenkombination abgetastet. Das Auftreten der sieben möglichen Dualstellen wird durch Signale angezeigt, welche auf sieben parallelen Bahnen eines Tonbandes gespeichert werden. Der Meßvorgang für eine Impulsamplitude ist damit beendet. Die für eine geeigneten gewählten Meßzeit ist das Amplitudenspektrum als eine Folge von Signalkombinationen dem Tonband festgehalten.

Die Auszählung der gespeicherten Signale erfolgt mit einem mechanischen Registriergerät. Das Tonband wird hierzu auf einem zweiten Tonband mit einer kleineren Bandgeschwindigkeit abgetastet. In Anpassung an das beschränkte zeitliche Aufnahmevermögen der mechanischen Apparatur. Bei jedem Amplitudenkanal eine Zahnstange als Abtastwerk zugeteilt. Eine Relaissteuerung, betrieben durch die Signalkombinationen, läßt immer nur die nächste Zahnstange um einen Schritt vorrücken, deren Zähne die entsprechende Signalkombination auftritt. Nach dem Abtastvorgang geben die verschiedenen Abtastwerke die einzelnen Zahnstangen von der gemeinsamen Meßlinie ein genaues Bild der Häufigkeitsverteilung der Eingangsamplituden. Mit Hilfe dieses Vielkanaldiskriminators wird, in Verbindung mit einer Koinzidenzapparatur, die differentielle β - γ -Winkelkorrelation von Rb^{86} bestimmt.

Herr Professor Dr. H. MAIER-LEIBNITZ dankt für Anregung zu dieser Arbeit. Für seine Unterstützung und für die wertvollen Ratschläge möchte ich ihm herzlich bedanken.

Herrn Dipl.-Ing. V. STENZENBERGER, der an dem Versuchsaufbau und bei der Durchführung der Messungen behilflich war, danke ich herzlich für seine Mitarbeit.

Die Arbeit wurde dankenswerterweise von der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützt.

Literatur: [1] BALDINGER, E., u. R. CASALE: Helv. Phys. Acta **21**, 1 (1948). — [2] GLENN, W.E.: Nucleonics (Heft 12, 1951). — [3] HUTCHISON, G.W., and G. G. ROR: Phil. Mag. **42** (11), 1 (1951). — [4] WILKINSON, Cambridge Phil. Soc. **46** (1950). — [5] CAVANAGH, P. D. A. BOYCE: Rev. Sci. Instrum. **27**, 1028 (1956). — [6] O.S.: Time-Bases. London: Chapman & Hall Ltd. [7] ELMORE, W.C., and M. SANDS: Electronics. New York: Toronto-London: Mac Graw-Hill Book Comp. 1951. [8] POHM, A.V., W.E. LEWES, J.H. TALBOY and E. SEN: Phys. Rev. **95**, 1523 (1954). — [9] FRAUNFELT: Annual Rev. Nucl. Sci. **2**, 129 (1953). — [10] STEVENSON, D.T., and M. DEUTSCH: Phys. Rev. **83**, 1202 (1951).

Dr. HERBERT KLEWER,
Laboratorium für Technische Physik,
der Technischen Hochschule München

Doppelgegentaktmodulator mit Elektronenröhren

Von WILFRIED BECKMANN

Mit 1 Textabbildung

(Eingegangen am 20. Dezember 1958)

1. Einleitung

Im Farbfernsehen nach dem amerikanischen C-Vorfahren [1] bis [4] werden zwei Signale, welche die Farbinformation tragen und Bandbreiten von 0,5 bzw. 1,5 MHz besitzen, mittels des Zweienmodulationsverfahrens übertragen. Hierbei wird ein Hilfsträger, dessen Frequenz (z. B. 4,2 MHz) halb des normalen Fernsehbandes liegt, in der Amplitude moduliert¹. Um die Störung dieses modulierten Hilfsträgers im Fernsehbild so klein wie möglich zu halten, wendet man eine Amplitudenmodulation mit Unterdrückung an. Da die Frequenzen der beiden Signale nicht klein gegen die Trägerfrequenz sind, ist es ferner wünschenswert, daß außer dem Träger auch das Modulierringal im Ausgang des Modulators unterdrückt ist. Somit gibt der Modulator nur die Seitenbänder ab, in denen die Modulation enthalten ist. Ein Modulator, der die genannten Forderungen erfüllt, ist der „Doppelgegentaktmodulator“. Diesen kann man sowohl durch eine Schaltung mit Dioden und Transformatoren — in vereinfachter Form als „Ringmodulator“ — betreiben — als auch durch eine Schaltung mit Elektronenröhren darstellen [1], [5]. Eine Elektronenröhrenschaltung hat gegenüber einer Schaltung mit Dioden und Transformatoren den Vorteil, daß sie mehr beeinflussbare Parameter enthält, wodurch der notwendige Wirkungsgrad des Modulators wesentlich erleichtert wird. Ein solcher Doppelgegentaktmodulator mit Elektronenröhren soll im folgenden beschrieben werden.

Wirkungsweise des Doppelgegentaktmodulators

Beide Eingänge eines Modulators werden den beiden Eingängen eines Modulators angeschlossen

$$\left. \begin{aligned} U_0 &= A_0 \cos \omega_0 t \\ U_1 &= A_1 \cos \omega_1 t \\ \omega_0 &= 2\pi f_0, \quad f_0 = \text{Trägerfrequenz} \\ \omega_1 &= 2\pi f_1, \quad f_1 = \text{Modulierungsfrequenz} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

führt, so lautet bekanntlich die am Ausgang des Modulators abgegebene amplitudenmodulierte Spannung:

$$U_a = A \cos \omega_0 t \left(1 + \frac{a}{A} \cos \omega_1 t \right). \quad (2)$$

Die Größen A und a werden aus den Eingangsspannungen (1) durch die Betriebsdaten des verwendeten Modulators bestimmt. Dabei ist $a/A = m$ der Modulationsgrad der amplitudenmodulierten Schwingung. — Umformung der Gl. (2) ergibt:

$$U_a = A \cos \omega_0 t + a \cos \omega_0 t \cos \omega_1 t \quad (3a)$$

$$\left. \begin{aligned} U_a &= A \cos \omega_0 t + \frac{a}{2} \cos (\omega_0 + \omega_1) t + \\ &\quad + \frac{a}{2} \cos (\omega_0 - \omega_1) t. \end{aligned} \right\} \quad (3b)$$

Der Hilfsträger wird in Amplitude und Phase moduliert. In diesem Zusammenhang interessiert aber nur die Amplitudenmodulation des Hilfsträgers.

Gl. (3b) läßt in bekannter Weise die spektrale Aufspaltung der amplitudenmodulierten Schwingung in Trägerschwingung und zwei Seitenschwingungen erkennen. — Bei einer Modulation mit Trägerunterdrückung muß nun im Ausgang des Modulators $A = 0$ werden. (Es ist in diesem Fall der Modulationsgrad $a/A = m = \infty$). Setzt man in (3a) und (3b) $A = 0$, so erhält man:

$$U_a = a \cos \omega_0 t \cos \omega_1 t \quad (4a)$$

bzw.

$$U_a = \frac{a}{2} \cos (\omega_0 + \omega_1) t + \frac{a}{2} \cos (\omega_0 - \omega_1) t. \quad (4b)$$

Wie aus der Spektrums Gleichung (4b) zu ersehen ist, enthält die Ausgangsspannung also, wie beabsichtigt, nur die Seitenfrequenzen, während der Träger nicht mehr vorkommt. Der Gl. (4a) und den Gln. (1) entnimmt man

$$U_a \sim U_0 \cdot U_1, \quad (5)$$

also den Satz: Bei einer Amplitudenmodulation mit Trägerunterdrückung ist die vom Modulator abgegebene Ausgangsspannung proportional dem Produkt der beiden Eingangsspannungen, der Träger- und der Modulierringspannung.

Die Aufgabe ist nun, diese Forderung durch eine geeignet aufgebaute Modulatorschaltung unter Verwendung von Elektronenröhren zu erfüllen. Für diesen Zweck brauchbar sind Mehrgitterröhren, in denen der Anodenstrom an zwei Gittern steuerbar ist (multiplikative Mischung), z. B. an den Gittern G_1 und G_3 durch die Spannungen U_{g1} und U_{g3} . Damit ist der Anodenstrom I_a einer solchen Röhre eine Funktion der Gitterspannungen U_{g1} und U_{g3} :

$$I_a = I_a(U_{g1}, U_{g3}),$$

und für Anodenstromänderungen ist anzuschreiben:

$$\left. \begin{aligned} dI_a &= \frac{\partial I_a}{\partial U_{g1}} dU_{g1} + \frac{\partial I_a}{\partial U_{g3}} dU_{g3} + \\ &\quad + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial U_{g3}} \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_{g1}} \right) dU_{g1} dU_{g3} + \\ &\quad + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial U_{g1}} \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_{g3}} \right) dU_{g1} dU_{g3} + \dots \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Darin bedeuten:

$$\frac{\partial I_a}{\partial U_{g1}} = S_1 = \text{Steilheit des Gitters } G_1,$$

$$\frac{\partial I_a}{\partial U_{g3}} = S_3 = \text{Steilheit des Gitters } G_3.$$

Ferner sei:

$$\left. \begin{aligned} dU_{g1} &= U_1 = \text{Modulierringspannung} \\ dU_{g3} &= U_0 = \text{Trägerspannung} \end{aligned} \right\} \quad [\text{vgl. Gl. (1)}]$$

so geht Gl. (6) über in:

$$\left. \begin{aligned} dI_a &= S_1 U_1 + S_3 U_0 + \\ &\quad + \frac{1}{2} \cdot \left\{ \frac{\partial S_1}{\partial U_{g3}} + \frac{\partial S_3}{\partial U_{g1}} \right\} \cdot U_1 U_0 + \dots \end{aligned} \right\} \quad (7a)$$

Wie aus dem Schaltplan zu ersehen ist, sind zum Vergleich des Doppelgegentaktmodulators drei Einmöglichkeiten vorgesehen. Der Drehwiderstand P_1 ist zur Einstellung des Arbeitspunktes der beiden Modulatorröhren. Seine Einstellung ist relativ unempfindlich; er ist jedoch sehr praktisch für den Fall, daß die Modulatorröhren ausgewechselt werden müssen. — Die Kathoden der Modulatorröhren ist eine Gegenkopplung eingeführt, die sich auf die Steilheit des ersten Steuergitters G_1 auswirkt. Durch das Potentiometer P_2 ist diese Gegenkopplung variabel. Unter Berücksichtigung der Gegenkopplung ergeben effektiven Steilheiten S_1 der Gitter G_1 können auf diese Weise so eingestellt werden, daß die Abgleichbedingung (11a) erfüllt ist. — Um die Abgleichbedingung (11b) zu befriedigen, kann die Steilheit S_3 des zweiten Steuergitters G_3 einer der beiden Modulatorröhren dadurch variiert werden, daß mit Hilfe des Potentiometers P_3 die Gleichspannung U_{G1} des ersten Steuergitters G_1 derselben Röhre verändert wird.

$$\left(\frac{\partial S_3}{\partial U_{G1}} \neq 0; \text{ vgl. Gl. (8)} \right).$$

Dem Gesagten geht hervor, daß mit Hilfe der einstellbaren Potentiometer ein wirkungsvoller Abgleich des Doppelgegentaktmodulators auf einfache Weise möglich ist: Gl. (12) besagt, daß die Ausgangsspannung eines Doppelgegentaktmodulators dem Produkt beider Eingangsspannungen proportional ist. Ein Produkt ist bekanntlich dann gleich Null, wenn einer der Faktoren gleich Null ist. Dieser Satz wird zum Vergleich des Doppelgegentaktmodulators herangezogen. Zunächst wird die Trägerspannung $U_0 = 0$ ($U_1 \neq 0$) gewählt. Mit P_1 wird nun der Arbeitspunkt eingestellt, so daß P_2 so abgeglichen, daß das Moduliersignal in der Röhre und damit im Ausgang des Doppelgegentaktmodulators verschwindet. Dasselbe nimmt man für die Trägerspannung $U_1 = 0$ ($U_0 \neq 0$) vor, indem man P_1 auf den Wert von P_2 einstellt. Gegebenenfalls ist der Abgleichvorgang zu wiederholen. — Da die Kennlinie des Gitters G_3 durch die Trägerspannung U_0 sehr stark (etwa $6 V_{ss}$) ausgebeugt wird, treten im Ausgang des Modulators höhere Harmonische der Trägerfrequenz auf, die aber leicht durch einen geeigneten Tiefpaß (z.B. beim Farbfernsehen durch einen 5 MHz-Tiefpaß) herausgesiebt werden können. Dieses ist beim Abgleich des Potentiometers P_3 zu beachten!

Der im vorliegenden Schaltungsbeispiel gezeigte Doppelgegentaktmodulator ist so dimensioniert, daß er als Modulator für die I- und Q-Signale des Farbfernsehens nach dem NTSC-Verfahren geeignet ist.

Das Moduliersignal U_1 kann demnach Frequenzen bis zu 2 MHz enthalten und eine Eingangsspannung von maximal $\pm 0,60 V_{ss}$ besitzen. Die Trägerfrequenz ist mit 4,2 MHz vorgesehen. Liegt z.B. am Trägereingang des Modulators eine Spannung $U_0 = 1 V_{ss}$ und am Moduliereingang ebenfalls eine Sinusspannung $U_1 = 1 V_{ss}$ (ohne Schwarzsteuerung), so ist die am Ende eines dem Modulatorausgang nachgeschalteten 5 MHz-Tiefpasses zu messende modulierte Spannung $U_a = 0,2 V_{ss}$. Der beschriebene Abgleich des Doppelgegentaktmodulators ist sehr einfach vorzunehmen, und das Ausgangssignal enthält weder den Träger noch das Moduliersignal.

Zusammenfassung

Für manche Anwendungen der Amplitudenmodulation ist es von Vorteil, den Träger im modulierten Signal zu unterdrücken. Dieses ist z.B. im Farbfernsehen nach dem NTSC-Verfahren bei der Übertragung der Farbsignale mittels eines Hilfssträgers der Fall. Zu diesem Zweck wird ein Doppelgegentaktmodulator benutzt, in dessen Ausgang der Träger und außerdem das Moduliersignal unterdrückt sind. Neben der Verwendung eines „Ringmodulators“, einer Schaltung mit Dioden und Transformatoren, ist auch der Aufbau eines Doppelgegentaktmodulators mit Elektronenröhren — wie aus dem Gesagten hervorgeht — sowohl theoretisch als auch praktisch möglich. Die Elektronenröhrenschaltung hat den Vorteil, daß sie einen wesentlich einfacheren Abgleich des Modulators gestattet. Die Funktionsprüfung des Doppelgegentaktmodulators mit Elektronenröhren, der als Versuchsschaltung (vgl. Abb. 1) gebaut wurde, hat gezeigt, daß die Forderung nach Träger- und Moduliersignalunterdrückung bei ausreichendem Pegel des modulierten Signals im Ausgang des Modulators erfüllt ist.

Diese Arbeit entstand im Institut für Rundfunktechnik, Nürnberg, im Rahmen der Erstellung einer Farbfernsehanlage für Versuchszwecke [6]. Herrn Dr. R. THEILE und Herrn N. MAYER habe ich für die Überlassung dieser Arbeit und für Anregungen zu danken.

Literatur: [1] WENTWORTH, J.W.: Color television engineering. New York: McGraw-Hill 1955. — [2] SCHWARTZ, E.: Arch. elektr. Übertragung 9, 487 (1955). — [3] MAYER, N.: Elektron. Rdsch. 11, 38 (1957). — [4] GLOYSTEIN, E.E., and A.H. TURNER: Proc. Inst. Radio Engrs. 42, 204 (1954). — [5] WENTWORTH, J.W.: Broadcast News Nr. 77, 6—19 (1954). — [6] MAYER, N.: Rundfunktechn. Mitt. 2, 75 (1958).

Dipl.-Phys. WILFRIED BECKMANN,
Weinheim a.d. Bergstraße, Hebelstraße 5

Beitrag zur Klärung des Diffusionsnachwirkungsvorganges bei Ferriten mit zwei- und dreiwertigem Mangan

VON WALTER GIESEKE

Mit 1 Textabbildung

(Eingegangen am 15. Dezember 1958)

Ferrite haben häufig eine magnetische Nachwirkung vom Richtertyp, die durch Elektronendiffusion hervorgerufen wird. Die Voraussetzung dafür ist, daß die Oktaederplätzen des Gitters, einem Spinell-

typ, gleichartige Ionen sitzen, die sich in ihrer Wertigkeit nur um eins unterscheiden [1]. Durch die Richtung der spontanen Magnetisierung ist ein Ordnungszustand dieser Ionen vorgegeben. Wird das Ferrit-

material einem äußeren Feld ausgesetzt, so stellt sich ein neuer Ordnungszustand entsprechend der Richtung dieses Feldes ein. Dazu diffundieren die Elektronen durch Vermittlung der Sauerstoffionen wie bei einem elektrischen Leitungsvorgang. Ist das äußere Feld ein Wechselfeld, dann folgen die Elektronen der Ummagnetisierung nur dann, wenn das Material eine dazu notwendige Temperatur hat, deren Höhe durch die Aktivierungsenergie und Beweglichkeit des abgelösten Elektrons bedingt ist. Bei dieser Temperatur existiert für eine bestimmte Frequenz ein Maximalwert der Wechselfeldverluste durch Nachwirkung.

Um die Aktivierungsenergie für ein bestimmtes Ferrit zu erhalten, ermittelt man praktisch die Temperaturlage der Maxima bei verschiedenen Frequenzen f (z. B. zwischen 10 und 200 kHz). Die Maxima

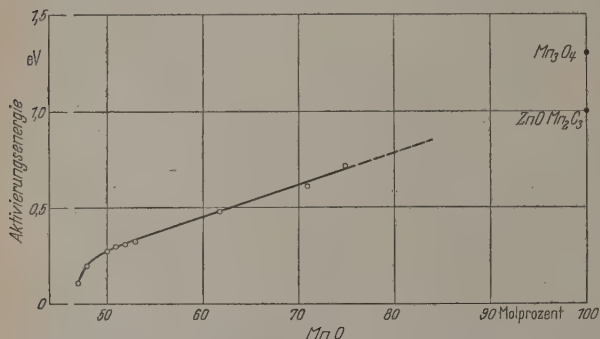


Abb. 1. Zusammensetzungsabhängige Aktivierungsenergie bei Mangan-Ferriten mit dreiwertigem Mangan. Aufgetragen ist die aus der Einwaage berechnete Menge MnO

liegen in einer Darstellung $\ln f$ über $1/T$ auf einer Geraden, deren Steigung die gesuchte Aktivierungsenergie angibt. Dies wird bekanntlich durch die Gleichung

$$\tau = \tau_{\infty} e^{\frac{E}{kT}}$$

wiedergegeben (E Aktivierungsenergie, k Boltzmannkonstante, T absolute Temperatur, τ Zeitkonstante).

Eine solche Diffusionsnachwirkung fanden WIJN [2] und v. KIENLIN [3] an Ferriten mit zwei- und dreiwertigen Eisenionen. Über den gleichen Effekt an Mangan-Ferriten mit Manganionen unterschiedlicher Wertigkeit, die 50 Mol-% und weniger Fe_2O_3 enthielten, berichtete KRUPICKA [4]. Hierfür lagen die Aktivierungsenergien zwischen etwa 0,30 und 0,50 eV und die Relaxationsmaxima, z. B. für 100 kHz, zwischen -30° und $+20^\circ$ C. Bei den Ferriten mit Fe^{++} - und Fe^{+++} -Ionen dagegen wurden eine Aktivierungsenergie von etwa 0,1 eV und die entsprechenden Maxima bei tieferen Temperaturen gefunden. Ein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Ferritarten ist, daß bei den Mangan-Ferriten eine starke Abhängigkeit der Aktivierungsenergie vom Mangananteil der Zusammensetzung festgestellt wurde [4].

Im folgenden soll über Untersuchungen berichtet werden, welche die Zusammenhänge zwischen Gitter- und Bindungseigenschaften und der Elektronendiffusion bei den Mangan-Ferriten mit dreiwertigem Mangan behandeln. Wir zogen bei den Überlegungen Arbeiten von GOODENOUGH [5] sowie Meßergebnisse

von KUSSMANN und NITKA [6] heran und fanden eine mögliche Erklärung für das besondere Verhalten der Ferrite.

Zusammensetzung und Herstellung der Ferritkerne

Die Werte der Aktivierungsenergien für die nachstehenden Betrachtungen wurden von uns an einer Anzahl von Proben der Zusammensetzungen gemessen, die sich durch die allgemeine Formel MeOF_2 ($\text{Me} = \text{Mn}^{++}$, Zn^{++} und in besonderen Fällen Fe^{++}) darstellen lassen und Fe_2O_3 -Anteile in den Ausgangsoxyden zwischen 25 und 53 Mol-% enthielt. Dabei kam es uns darauf an, die Mischferrite hinsichtlich ihres Sauerstoffgehaltes möglichst einheitlich und wenigstens nahezu stöchiometrisch zu machen, um den Einfluß des Mangangehaltes auf die Aktivierungsenergie eindeutig erfassen zu können.

Die verwendeten Ringkerne wurden aus einer feinen Mischung von Fe_2O_3 mit Mn_2O_3 und gegebenenfalls ZnO — hergestellt und 1280°C während 5 Std in Luft gesintert. Nach einer Umwandlung irgendwelcher Art, z. B. durch Sauerstoffaufnahme, nach der Sinterbehandlung auszuschalten, wurden die Kerne innerhalb 15 min auf nahezu Zimmertemperatur abgekühlt. Die Verluste wurden mit einer Gegeninduktivitätsmeßbrücke [7] in einem Frequenzbereich zwischen 10 und 200 kHz gemessen.

Die Aktivierungsenergie

Die ermittelten Aktivierungsenergien sind in Abb. 1 in Abhängigkeit von der eingegebenen Menge Manganoxyd, die als MnO gerechnet wurde, aufgetragen. Die Stoffe mit dem größten Mangangehalt haben den höchsten Wert der Aktivierungsenergie. Dieses Verhalten läßt darauf schließen, daß sich die Bindungseigenschaften zwischen dem zweiwertigen Mangan in den Oktaederräumen und den Sauerstoffionen mit der Zusammensetzung ändern. Bekanntlich ist die Ablösearbeit für ein Elektron immer dann groß, wenn die Bindungsfestigkeit zwischen den Ionen groß ist. Im vorliegenden Fall handelt es sich um gemischte heteropolar-homöopolare Bindungen. Da es unwahrscheinlich ist, daß sich die heteropolaren Anteile wesentlich ändern, nehmen wir an, daß die homopolaren Bindungsanteile zwischen den Manganionen und Sauerstoffionen des Oktaederraumes von der Zusammensetzung abhängig sind. Diese Tatsache läßt sich, wenn man Überlegungen von GOODENOUGH [5] und OSMOND [8] berücksichtigt, auf einen Einfluß zurückführen, den das dreiwertige Mangan mit seinen besonderen Bindungseigenschaften ausübt.

Nach GOODENOUGH ist das dreiwertige Mangan im Oktaeder koplanar gebunden, d. h. es hat bei der Bindung mit vier Sauerstoffionen, die in einer Ebene liegen, zu den heteropolaren zusätzliche starke homöopolare Bindungsanteile. Dadurch sind die Anteile zu diesen vier Sauerstoffionen geringer als zu den beiden anderen des Oktaeders, die rein heteropolar gebunden sind, so daß sich der Oktaederraum verzerrt. Das gesamte Gitter des Mn_2O_4 z. B. verzerrt sich entsprechend, weil die koplanaren Bindungen von einem Oktaeder zu Oktaeder sich gegenseitig beeinflussen. Sie ordnen sich dadurch in parallelen Flächen

an, die senkrecht zur c -Achse sind. So entsteht eine Ordnung, die als ein Ordnungszustand der Bindungen bezeichnet werden soll, im Gegensatz zu einer Anordnung der Ionen mit unterschiedlichen Radien, wie z.B. beim Fe_3O_4 unterhalb von -155°C liegt.

SMOND stellte fest, daß auch das zweiwertige Mangan unter Umständen solche koplanaren Bindungen im Oktaederraum ausbilden kann. Wir nehmen an, daß ein solcher Bindungszustand des Mn^{++} benachbarten, in der gleichen Fläche liegenden Mn^{+++} -Ionen angeregt wird und daß dabei ein gleicher Ordnungszustand der Bindungen besteht, als wenn nur Mn^{+++} -Ionen in den Flächen vorhanden.

Durch den gegenseitigen Einfluß zwischen benachbarten Oktaederionen ist damit ein Zusammenhang zwischen der Ablösarbeit eines Elektrons vom Mn^{++} und der Bindungsfestigkeit, die von den homöopolaren Bindungen des Mn^{+++} abhängig ist, denkbar. Dies wird durch die folgenden Überlegungen klar.

Zusammensetzungen, bei denen nicht alle Oktaederräume mit dreiwertigem Mangan besetzt sind, zeigen einen geringeren Verzerrungsgrad als das Fe_3O_4 -Gitter. KUSSMANN und NITKA [6] stellten fest, daß dieser Verzerrungsgrad, der beim Mn_3O_4 in einem Verhältnis $c/a=1,16$ zum Ausdruck kommt, durch eine Zugabe von Fe_2O_3 zum Mn_3O_4 geringer wird. Mit einem Verhältnis $\text{Fe}:\text{Mn}$ von etwa 40:60 Mol-% ist das Gitter bei Zimmertemperatur sogar unverzerrt. Dies ist in unserer Darstellung Abb. 1 ein Spezialfall mit 75 Mol-% MnO -Einstellung. Für die folgenden Überlegungen bedeutet es, daß sich die Festigkeit der Bindungen mit zunehmendem Fe_2O_3 -Gehalt (was mit einem abnehmenden Anteil an dreiwertigem Mangan einhergeht) verringert. Deshalb wird auch die Aktivierungsenergie mit abnehmendem Mn^{+++} -Gehalt kleiner. Dieser Zusammenhang ist am Kurvenverlauf in Abb. 1 zu erkennen, die weniger als 75 Mol-% MnO im Ausgangsoxydgemisch enthalten. Unterhalb 50 Mol-% MnO fällt die Kurve steil ab. Hier macht sich die Bildung zweiwertigen Eisens bemerkbar. Es reagiert mit einem Teil des dreiwertigen Mangans bei der Sinterung ($\text{Mn}^{+++} + \text{Fe}^{++} \rightarrow \text{Mn}^{++} + \text{Fe}^{+++}$) und verringert dadurch dessen Menge (unterhalb 47 Mol-% MnO wurde kein Mn^{+++} mehr gefunden). Die Aktivierungsenergie steigt hier etwa so groß, wie sie bei sog. überstöchiometrischem Ferrit mit zweiwertigem Eisen gefunden wurde [2]. Damit ist auch die Bindungsfestigkeit für zweiwertige Mangan der des zweiwertigen Eisens im Oktaederraum etwa gleich geworden. Beide sind nahezu heteropolar gebunden.

Auf der anderen Seite würde man bei höheren MnO -gehalten über 75 Mol-% hinaus zu Aktivierungsenergien kommen, die schließlich 1,3 eV betragen könnten. (Die eingetragenen Werte für ZnO Mn_2O_3 und Mn_3O_4 sind der Literatur entnommen und entsprechen Leitfähigkeitsmessungen [9]). Die Bindungsfestigkeit würde damit für das Mn^{++} im Oktaederraum etwa so groß geworden sein wie für das Mn^{+++} .

Der Einfluß des Zinks auf die Aktivierungsenergie läßt sich aus dem angegebenen Wert beim ZnOMn_2O_3 ableiten. Dieses Ergebnis stimmt auch mit den verschiedenen Bindungszustand überein, der sich bei einem geringeren Verzerrungsgrad von $c/a=1,14$ des

Zink-Manganits gegenüber dem des Mn_3O_4 von 1,16 äußert. Die Temperaturen, bei denen das verzerrte Gitter verschwindet, liegen entsprechend. Das ZnOMn_2O_3 ist oberhalb 1025°C ein kubischer Spinell, während Mn_3O_4 erst bei 1175°C kubisch wird. Die kleinere Aktivierungsenergie wurde von uns auch bei den untersuchten zinkhaltigen Ferriten gefunden. So hatte das Mangan-Zink-Ferrit mit 18 Mol-% ZnO und 49 Mol-% Fe_2O_3 eine Aktivierungsenergie von 0,28 eV und das entsprechende Mangan-Ferrit mit 49 Mol-% Fe_2O_3 0,32 eV.

Der Ordnungszustand und die Elektronendiffusion

Für das Verständnis des Ordnungszustandes sowie des Diffusionsvorganges ist es notwendig, die Anordnung der Ionen innerhalb des Gitters näher zu betrachten. Gleichzeitig bietet sich dabei die Gelegenheit, einige im letzten Absatz nur kurz betrachtete Eigenschaften genauer zu behandeln. Dazu soll der Mischkristall, wie wir ihn durch die Formel $\text{MeOFe}_{2-2x}\text{Mn}_{2x}\text{O}_3$ dargestellt haben, rein formal in Ferrit und Manganit zerlegt werden. Das Mangan-Ferrit MnOFe_2O_3 sowie das Ferro-Ferrit FeOFe_2O_3 sind bekanntlich inverse Spinelle, bei denen die Tetraederräume von Fe^{+++} besetzt sind. In den Oktaederräumen sitzen die restlichen Fe^{+++} , die Fe^{++} - und Mn^{++} -Ionen. Nach GOODENOUGH [5] ist diese Anordnung der für das Gitter energetisch günstigste Zustand, weil die dreiwertigen Eisenionen in der Viererumgebung (Tetraederraum) starke homöopolare Bindungsanteile haben. Das Zink-Ferrit ist dagegen ein normaler Spinell, weil das Zinkion noch stärker homöopolar im Tetraederraum gebunden ist als das dreiwertige Eisen.

Das Gitter des MnOMn_2O_3 ist auch ein normaler Spinelltyp. Alle dreiwertigen Manganionen sitzen in den Oktaederräumen und sind hier, wie oben erwähnt, koplanar gebunden, d. h. sie haben starke homöopolare Bindungsanteile zu vier Sauerstoffionen. Nach den Ausführungen von GOODENOUGH [5] ist dadurch das zweiwertige Mangan des Tetraederraumes heteropolar gebunden. Um das verständlich zu machen, sei daran erinnert, daß die Bahnen der sechs p -Elektronen des zweiwertigen Sauerstoffions gerichtet sind und senkrecht aufeinander stehen. Die Bahnen der paarigen p -Elektronen, mit entgegengesetztem Spin also, liegen auf Geraden, die in die drei Raumrichtungen x , y , z zeigen. Da nun der Winkel zwischen Tetraederion und Oktaederion etwa 125° beträgt und starke homöopolare Bindungen zum Oktaederion gleichbedeutend mit stark gerichteten Bindungen sind, wird die p -Bahn des paarigen Elektrons vom Tetraederion Mn^{++} abgezogen. Die unterschiedlichen Kristalleigenschaften des ZnOMn_2O_3 und des MnOMn_2O_3 werden damit verständlich. Das Zinkion neigt in der Viererumgebung auch beim Zink-Manganit zur homöopolaren Bindung. Die homöopolaren Anteile im Oktaederraum werden dann kleiner, wodurch der geringe Verzerrungsgrad und auch die geringere Aktivierungsenergie für das ZnOMn_2O_3 hervorgerufen werden.

Die Überlegungen lassen sich noch auf die Oktaederbindungen, die sich gegenseitig beeinflussen, ausdehnen. Wenn nämlich eine p -Bahn eines Sauerstoffions auf ein Metallion eines Oktaederraumes zeigt, das ein Mn^{+++} sein möge, dann zeigt, da der Winkel zwischen den Oktaederionen 90° ist, auch eine senk-

recht zu ihr stehende zweite p -Bahn dieses Sauerstoffions auf ein benachbartes Oktaederion. Ist dieses Ion ein zweiwertiges Mangan, so wird es zur Bildung einer koplanaren Bindung angeregt. Die koplanaren Bindungen beider Metallionen, Mn^{+++} und Mn^{++} , liegen dann, wie oben erwähnt, in einer Ebene, und zwar senkrecht zur c -Achse.

Es ist nun anzunehmen, daß diese Bindungsverhältnisse, die im wesentlichen auf die Eigenschaft des Sauerstoffions, gerichtete p -Bahnen auszubilden, zurückgeführt wurden, nicht nur bei den einzelnen Ferriten und Manganiten vorhanden sind und zu einer bestimmten Ionenverteilung Anlaß geben, sondern in gleicher Weise im Mischkristall $MnOFe_{2-2x}Mn_{2x}O_3$ die energetisch günstigste Anordnung der Metallionen im Gitter verursachen. Es wird danach ein zweiwertiges, heteropolar gebundenes Manganion eines Tetraeders von möglichst vielen, zur starken homöopolaren Bindung neigenden Mn^{+++} -Ionen in benachbarten Oktaedern umgeben sein. Besonders bei geringem Mn^{+++} -Gehalt wird eine derartige Ansammlung des dreiwertigen Mangans begünstigt. Die Eisen- bzw. Zinkionen der Tetraederräume dagegen werden bevorzugt von solchen Ionen in benachbarten Oktaedern umgeben sein, die heteropolar oder nur schwach homöopolar in der Sechserumgebung gebunden sind, wie Mn^{++} , Fe^{+++} und Fe^{++} . Die zweiwertigen Manganionen aber, die in Oktaedern neben Tetraedern sitzen, welche auch Mn^{++} -Ionen enthalten, neigen besonders zur koplanaren Bindung und haben dann auch die größeren homöopolaren Anteile. Außerdem können die koplanar gebundenen zweiwertigen Manganionen, genauso wie dreiwertige, weitere Mn^{++} auf benachbarten Oktaederplätzen anregen. Die Mn^{+++} -Ionen sind aber im allgemeinen die Ausgangspunkte und gewissermaßen die Eckpfeiler der „Bindungsflächen“. Diese Anordnung wird zerstört, wenn bei entsprechend hoher Temperatur die koplanaren Bindungen des dreiwertigen Mangans verschwinden.

Die magnetischen Eigenschaften

Bei den obigen Überlegungen wurden bisher die magnetischen Eigenschaften des Materials nicht berücksichtigt. Es handelt sich vor allem darum, den Zusammenhang zwischen der Lage der Magnetisierung und dem Ordnungszustand zu betrachten. Zum Teil lassen sich die Ausführungen, die v. KIENLIN [3] bei den Ferriten mit zwei- und dreiwertigem Eisen gemacht hat, auf den vorliegenden Fall übertragen. An die Stelle der anisotropen Anordnung der Ionen tritt in unserem Falle der Ordnungszustand der Bindungen. Bei beiden Materialien ist mit einer Umagnetisierung eine Elektronendiffusion verbunden, die sich beim Ferrit mit zwei- und dreiwertigem Eisen allein durch die Anordnung der Ionen mit unterschiedlicher Wertigkeit (und damit verschiedenen Radien) in Ebenen übereinander ergibt wie beim Fe_3O_4 unterhalb $-155^\circ C$. Für das Mangan-Ferrit mit höherwertigem Mangan haben wir bei den obigen Ausführungen geschlossen, daß die dreiwertigen Manganionen und solche zweiwertigen, die eine starke bindungsabhängige Aktivierungsenergie für das abzutrennende Elektron haben, in gleichen Ebenen angeordnet sind. Diese Bindungsflächen, wie sie bezeichnet werden können, passen sich jeweils der Magneti-

sierungsrichtung an. Für die Lage der spontanen Magnetisierung darf angenommen werden, daß die kubisch leichte Richtung [100] ist. Diese Annahme wird durch die Hinweise von BALTZER und WHITE [1] gestützt. Das Ergebnis basiert auf Untersuchungen bei einer Gruppe von Mischspinellen, die auch zweiwertiges Mangan enthalten¹.

Wird die Richtung der Magnetisierung durch ein äußeres Feld geändert, so ist eine damit verbundene Elektronendiffusion notwendig, um wieder den energetisch günstigsten Zustand des Gitters herzustellen. Er ist, entsprechend den früheren Überlegungen, gegeben durch die Anordnung der dreiwertigen Manganionen zu bestimmten Tetraederionen sowie auch durch die Anordnung der anderen Oktaederionen, die ihren gegebenenfalls unterschiedlichen Bindungsarten bei denen auch vorhandenes Fe^{+++} in Rechnung gezogen werden muß. Schließlich spielen auch noch Ionengrößen eine Rolle.

Außerdem sei noch bemerkt, daß, durch den Ordnungszustand der Bindungen bedingt, sich möglicherweise eine zusätzliche uniaxiale Energie ausbildet. Wir nehmen an, daß dadurch ein Perminvarverhalten des Materials hervorgerufen wird. Das gilt insbesondere für solche Ferrite, die weniger als 50 Mol. Fe_2O_3 in den Ausgangsoxyden enthalten und denen eine Elektronendiffusion auf Grund des vorhandenen Mn^{++} und Mn^{+++} beteiligt ist [10]².

Schlußbetrachtung

Bei den vorstehenden Überlegungen sind wir davon ausgegangen, daß das Mangan in den untersuchten Ferriten im zwei- und dreiwertigen Zustand vorliegt. Nach einer Arbeit von FIFE [15] sowie v. ROMELIN [9] ist auch die zwei- und vierwertige Sauerstoffbindung möglich. GIBBONS [16] nimmt diese beiden Oxydationsgrade an in seiner Arbeit, in der er über aktuelle Messungen an Ferriteinkristallen berichtet. Er findet Maxima der inneren Reibung und führt einen hohen Wert der Aktivierungsenergie von etwa 0,3 eV auf eine Energie zurück, die vor allem den Unterschied zwischen den Potentialen der dritten und vierten Oxydationsstufe ausmachen soll.

Nach den erwähnten und neueren Untersuchungen von GOODENOUGH [5], [17], an die wir uns im wesentlichen angeschlossen haben, darf wohl angenommen werden, daß das Mangan in den oben angeführten Ferriten wirklich zwei- und dreiwertig ist. Die Diffusionsvorgänge, der Ordnungszustand sowie auch die Abhängigkeit der Aktivierungsenergie von der Zusammensetzung konnten bei dieser Annahme geklärt werden. Dabei ergab sich überraschenderweise, daß man bei der Deutung des Diffusionsvorganges Mangan-Ionen mit unterschiedlicher Wertigkeit nicht in Schichten übereinander sitzend, die jeweils abwechselnd die eine oder andere Oxydationsstufe enthalten anzunehmen hat. Um die zusammensetzungsabhängige

¹ Eine ausführliche Darstellung unserer Überlegungen hinsichtlich der Lage der spontanen Magnetisierung ist vorzulegen.

² Bei sog. überstöchiometrischen kobaltfreien Manganferriten mit hohem Eisengehalt werden neuerdings an Perminvarschleifen gefunden [11], [12], [13]. Ein ursächlicher Zusammenhang mit den geschilderten besonderen Bindungseigenschaften des zweiwertigen Mangans läßt sich hier vermuten.

rierungsenergie erklären zu können, ist nur eine Anordnung der beiden Ionenarten in gleichen Ebenen denkbar, wobei dann die Bindungsflächen übereinander liegen. Eine Bestätigung dieser Annahme ist darin zu sehen, daß auch der Leitungsvorgang über das Sauerstoffion als Vermittler, wie ihn OSMOND [8] mit seiner Modellvorstellung schildert, für diese Anordnung angewendet werden kann. Danach wird das freie Elektron des zweiwertigen Metallions in die entsprechende p -Bahn des Sauerstoffions abgegeben, während das gleiche oder ein anderes p -Elektron des freien Sauerstoffions, auch bedingt durch die Bahnüberlappung, an das dreiwertige Metallion weitergeht. Dieser solcher Übergang findet bei koplanaren Bindungen, entsprechend den obigen Ausführungen, zwischen benachbarten Ionen in den Bindungsflächen statt.

Zusammenfassung

Die stark zusammensetzungsabhängige Aktivierungsenergie bei Mangan-Ferriten mit dreiwertigem Mangan ist auf die besonderen Bindungsverhältnisse zwischen zwei- und dreiwertigen Manganionen in den Oktaedern zurückzuführen. Durch die senkrecht zueinanderstehenden gerichteten p -Bahnen der Sauerstoffionen verursacht, beeinflussen sich die Mn^{++} - und Mn^{+++} -Ionen in jeweils benachbarten Oktaedern. Es bilden sich so auch beim zweiwertigen Mangan Bindungen mit homöopolaren Anteilen zu den sechs Sauerstoffionen aus. Diese homöopolaren Anteile und damit die Aktivierungsenergie ändern sich mit zunehmendem Mn^{+++} -Gehalt der Zusammensetzung.

Die vier in einer Ebene liegenden sog. koplanaren Bindungen reihen sich zu „Bindungsflächen“ senkrecht zur c -Achse, die vermutlich die leichte Richtung der spontanen Magnetisierung ist, aneinander. Es entsteht so ein Ordnungszustand. Eine Elektronendiffusion wird durch ein Fremdfeld verursacht, weil sich jeweils wieder entsprechend seiner Richtung eine energetisch günstige Lage für das Mischspinnellgitter einstellt. Das Perminvarverhalten der kobaltfreien Mangan-Ferrite, insbesondere solcher mit weniger als 50 Mol-% Fe_2O_3 , läßt sich möglicherweise auf den Ordnungszustand der Bindungen, durch den sich eine zusätzliche uniaxiale Energie ausbilden kann, zurückführen.

Literatur: [1] VERWEY, E. J. W., P. W. HAAYMANN, F. C. ROMELJN and G. W. VAN OOSTERHOUT: Philips Res. Rep. 5, 173 (1950). — [2] WIJN, H. P. J.: Diss. Rijks-Universiteit Leiden 1953. — [3] KIENLIN, A. v.: Z. angew. Phys. 9, 245 (1957). — [4] KRUPICKA: Czech. J. Phys. 7, 723 (1957). — [5] GOODENOUGH, J. B., and A. L. LOEB: Phys. Rev. 98, 391 (1955). — [6] KUSSMANN, A. u. H. NITKA: Phys. Z. 39, 208 (1938). — [7] WILDE, H.: Arch. elektr. Übertragung 6, 354 (1952). — [8] OSMOND, W. P.: Proc. Inst. Electr. Engrs. B 104, Suppl. 7, 221 (1956). — [9] ROMELJN, F. C.: Philips Res. Rep. 8, 304 (1953). — [10] KIENLIN, A. v.: Z. angew. Phys. 10, 562 (1958). — [11] ENZ, U.: Physica, Haag 24, 68 (1958). — [12] LECROEL, Y.: Vortrag Festkörperphysik-Tagg Brüssel, 2. bis 7. Juni 1958. Veröff. durch Academic Press, New York u. London. — [13] RÜSS, E.: Naturwiss. (im Druck). — [14] BALTZER, P. K., and J. G. WHITE: J. Appl. Phys. 29, 445 (1958). — [15] FIFE, W. S.: Anal. Chem. 28, 174 (1951). — [16] GIBBONS, D. F.: J. Appl. Phys. 28, 810 (1957). — [17] GOODENOUGH, J. B.: Colloque International de Magnetisme de Grenoble, 2. bis 6. Juli 1958. Veröff. in J. Phys. Radium.

Dr. WALTER GIESEKE,
Wernerwerk für Bauelemente der Siemens & Halske AG.,
München, Balanstraße

Die Beziehung zwischen magnetischen Nachwirkungs- und Hystereseverlusten bei Ferriten

Von WERNER METZDORF

Mit 5 Textabbildungen

(Eingegangen am 15. Dezember 1958)

1. Einleitung

Bringt man in das Feld einer von Wechselstrom durchflossenen Spule einen Kern aus magnetischem Material, so erhöht sich in der Spule nicht nur die Flußdichte und damit die Induktivität, sondern wird darüber hinaus auch der Wirkwiderstand erhöht. Man muß daraus schließen, daß während der periodischen Flußänderung elektrische Energie verbleibt und in Wärme umgesetzt wird. Als Folge dieses Energieverbrauchs ändert sich auch der Verlustfaktor $\tan \delta$ der Spule. Will man das magnetische Verhalten des Spulenkerns unter Einwirkung eines zeitlich veränderlichen Wechselfeldes vollständig beschreiben, so muß man daher nicht mit einer einfachen reellen Permeabilität μ aus, sondern man muß die Permeabilität komplex ansetzen:

$$\underline{\mu} = \mu' - j\mu'' \quad (1)$$

den Verlustfaktor des Spulenkerns (ohne Wicklungsverluste) gilt dann:

$$\tan \delta = \frac{\mu''}{\mu'} \quad (2)$$

Real- und Imaginärteil der komplexen Permeabilität $\underline{\mu}$ eines magnetischen Materials sind in erster Linie Funktionen der Frequenz und der Amplitude des angelegten Wechselfeldes. Beschränkt man sich auf Frequenzen unterhalb der Wirbelstromgrenzfrequenz f_w bzw. unterhalb desjenigen Frequenzgebietes, in dem gyromagnetische Effekte auftreten, so läßt sich die Frequenz- und Amplitudenabhängigkeit des Imaginärteils μ'' von $\underline{\mu}$ folgendermaßen darstellen:

$$2\pi\mu'' = \mu_a(wf + hH + n). \quad (3)$$

μ_a Anfangspermeabilität; w Wirbelstrombeiwert; h Hysteresebeiwert; n Nachwirkungsbeiwert.

Die Bezeichnung der Größen w , h und n gibt gleichzeitig Aufschluß über die physikalischen Vorgänge, die einen Beitrag zum Imaginärteil der komplexen Permeabilität μ'' liefern, nämlich Wirbelströme, Hystereseeffekte und magnetische Nachwirkung.

JORDAN [1] hat zuerst am Eisen gezeigt, daß die Größen w , h und n von Gl. (3) unter den obigen Voraussetzungen weitgehend unabhängig von der Frequenz und Amplitude des angelegten Wechsel-

feldes sind. Weitere Untersuchungen haben ergeben, daß dies auch für eine große Zahl anderer magnetischer Stoffe zutrifft. Für unsere weiteren Überlegungen spielt der Beitrag der Wirbelströme zu μ'' keine Rolle. Wir denken ihn daher von dem gemessenen Wert von μ'' abgezogen¹. Statt des Nachwirkungsbeiwertes kann man auch den sog. Grundverlustfaktor

$$\tan \delta_n = \frac{n}{2\pi} \quad (4)$$

eingeführen. Die Nachwirkung, die zu dem Grundverlustfaktor $\tan \delta_n$ führt, wird in der Literatur allgemein als Jordan-Nachwirkung bezeichnet. PREISACH [2] folgerte aus seinen Messungen, daß die Jordan-Nachwirkung eine Nachwirkung von irreversiblen Magnetisierungsprozessen ist. Diese Hypothese wurde durch eingehende theoretische und experimentelle Untersuchungen von NÉEL [3], [4] u. Mitarb. weitgehend ausgebaut und untermauert. Auf Grund dessen erhebt sich die Frage, inwieweit ein quantitativer, für alle Stoffe gültiger Zusammenhang zwischen dem Grundverlustfaktor $\tan \delta_n$ und dem Hysteresebiwert h besteht. Dieses Problem soll in dieser Arbeit näher untersucht werden. Für die folgenden Überlegungen wird vorausgesetzt, daß die Verlustbeiwerte w , h und n frequenz- und amplitudenunabhängig sind. Sie lassen sich jedoch auch auf jene magnetischen Stoffe ausdehnen, die — z. B. infolge von Diffusionsnachwirkung — einen stark frequenz- und temperaturabhängigen Nachwirkungsbeiwert besitzen.

Nimmt man nämlich bei diesen Stoffen den Verlustfaktor $\tan \delta$ über einen größeren Frequenzbereich auf, so erkennt man, daß der frequenzabhängige Teil von $\tan \delta$ einem frequenzunabhängigen Grundniveau überlagert ist. Beide Anteile trennt man am besten so, daß man den gemessenen Verlustfaktor auf die Frequenz Null extrapoliert, da die Diffusionsnachwirkung mit abnehmender Frequenz früher verschwindet als die Jordan-Nachwirkung. Die Extrapolation ist jedoch nicht in allen Fällen hinreichend genau zu bewerkstelligen.

2. Das Wesen der Jordan-Nachwirkung nach NÉEL²

Bekanntlich nimmt die spontane Magnetisierung eines ferromagnetischen Körpers mit steigender Temperatur ab. Die thermischen Gitterschwingungen bewirken, daß stets ein gewisser, mit der absoluten Temperatur steigender Prozentsatz der Spins innerhalb eines Weißschen Bezirks gegen die Wirkung der Austauschkräfte antiparallel zur Richtung der spontanen Magnetisierung steht. Die Zahl der antiparallel stehenden Spins ist zeitlich und örtlich nicht konstant und die Größe der spontanen Magnetisierung somit kleinen statistischen Schwankungen unterworfen. Durch diese Schwankungen werden in ihrer Ergiebigkeit veränderliche magnetische Quellen er-

zeugt. Als Folge davon bilden sich im Inneren an der Oberfläche der Weißschen Bezirke klein, ihrer Größe statistisch schwankende Streufelder, die NÉEL als fluktuierende Felder bezeichnet.

Das mittlere Schwankungsquadrat des fluktuierenden Feldes in einem bestimmten, geeignet wählten Volumen V läßt sich folgendermaßen schätzen: Einem Feld H'_j im Volumen V entspreche die Energie $E = \frac{1}{2} \mu_0 H'_j{}^2 V$. Dann ist nach der Boltzmann-Statistik die Wahrscheinlichkeit dafür, daß fluktuierende Feld innerhalb von V im Intervall zwischen H'_j und $H'_j + dH'_j$ liegt

$$dW(H'_j) = \alpha e^{-\frac{\mu_0 H'_j{}^2 V}{2kT}} dH'_j.$$

Dabei ist μ_0 die Vakuumpermeabilität, k die Boltzmann-Konstante, T die absolute Temperatur und α ein Normierungsfaktor. Das mittlere Schwankungsquadrat des fluktuierenden Feldes ist dann

$$\overline{H_j'^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} H_j'^2 dW = \frac{kT}{\mu_0 V}.$$

Für das Folgende interessiert, welche Magnetisierungsänderung das fluktuierende Feld unter Umständen hervorrufen kann. Hierbei ist nur die Komponente des Feldes in einer bestimmten, durch die jeweilige Lage der Magnetisierung und Bloch-Wand vorgegebenen Richtung wirksam. Das mittlere Schwankungsquadrat dieser Komponente H_j ist $\overline{H_j^2} = \frac{1}{3} \overline{H_j'^2}$. Aus dem muß man in diesem Falle V gleich dem mittleren von einem Magnetisierungssprung überstrichenen Volumen \bar{V} setzen. Dann ist das mittlere Schwankungsquadrat der wirksamen Komponente

$$\overline{H_j^2} = \frac{kT}{3\mu_0 \bar{V}}.$$

Wählt man $\bar{V} = 10^{-9} \text{ cm}^3$ und $T = 300^\circ \text{ K}$, so ergibt sich für die mittlere Amplitude des fluktuierenden Feldes $\sqrt{\overline{H_j^2}} = 10 \frac{\text{mA}}{\text{cm}}$.

Das fluktuierende Feld übt auf die Bloch-Wand einen Druck aus, der bestrebt ist, sie aus ihrer Ruhelage zu stoßen. Dadurch kann ein Magnetisierungsprozeß ausgelöst werden. Man muß dabei zwei Fälle unterscheiden:

1. Es wird ein reversibler Magnetisierungsprozeß ausgelöst. Dann bleibt die Wand in der zeitlichen Mittelstellung; denn das fluktuierende Feld nimmt sowohl positive wie negative Werte an, und Bloch-Wand führt im gleichen Takt Schwingungen um ihre Gleichgewichtslage aus.

2. Das fluktuierende Feld löst einen irreversiblen Prozeß aus. Wie der Name schon sagt, nimmt die Wand dann nicht mehr ihre ursprüngliche Lage ein, wenn das Feld H_j nach einiger Zeit wieder durch Null geht. Die Wirkung des fluktuierenden Feldes ist die gesamte Magnetisierung eines ferromagnetischen Körpers.

¹ Bei Ferriten, die hier vorzugsweise untersucht werden sollen, ist der Wirbelstromverlust ohnehin praktisch vernachlässigbar.

² Eine zusammenfassende Darstellung der Néelschen Theorie der Jordan-Nachwirkung findet sich in einer Arbeit von FELDTEKLER und SORGER [5].

³ Ein solches Feld ist mit den zur Bestimmung des Verlustfaktors angewendeten Meßfeldstärken größtenteils maßig vergleichbar.

läßt sich am besten an Hand des Preisach-Diagrammes [6] veranschaulichen:

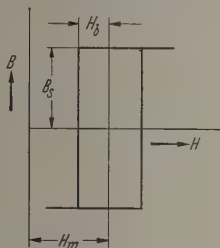


Abb. 1. Elementarschleife nach PREISACH

Wenn wir jedem möglichen Barkhausen-Sprung eine rechteckförmige Miniatur-Hystereseschleife zu, deren Breite $2H_b$ beträgt und deren Mittelpunkt um H_m von den Koordinatennullpunkt verschoben ist (Abb. 1), so ist jede solche Schleife durch ein Zahlenpaar (H_b, H_m) charakterisiert und kann daher als ein Punkt P in einer H_b, H_m -Ebene aufgefaßt werden (Abb. 2a).

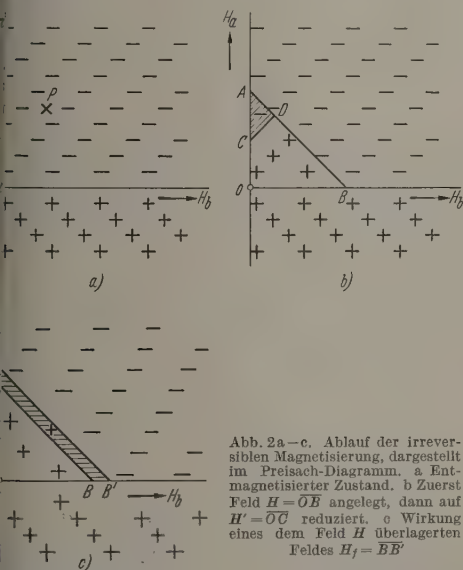


Abb. 2a-c. Ablauf der irreversiblen Magnetisierung, dargestellt im Preisach-Diagramm. a. Entmagnetisierter Zustand. b. Zuerst Feld $H = \overline{OB}$ angelegt, dann auf $H' = \overline{OC}$ reduziert. c. Wirkung eines dem Feld H überlagerten Feldes $H_f = \overline{BB'}$.

Im entmagnetisierten Zustand sind alle Punkte der H_b, H_m -Ebene mit $H_m > 0$ negativ, alle mit $H_m < 0$ positiv magnetisiert. Durch einen Feldimpuls H werden alle diejenigen Punkte des oberen Quadranten positiv, für die $H > H_m + H_b$ ist, die also unterhalb der Geraden AB in Abb. 2b liegen, wobei $\overline{OA} = \overline{OB} = H$. Reduziert man H auf $H' < H$, klappen alle Punkte die negative Remanenz zurück, für die $H' < -H_b$ gilt, somit also alle Punkte in dem schraffierten Dreieck ACD ($\overline{OC} = H'$). Überlagert sich dem außen angelegten Feld H ein fluktuierendes Feld dem Höchstwert H_f , so werden zusätzlich die zu dem schraffierten Streifen von Abb. 3 gehörenden Elementarschleifen positiv magnetisiert. Das läßt sich leicht sehen: Angenommen, das fluktuierende Feld sei zunächst positiv, dann werden dadurch die Punkte des Streifens $ABB'A'$ von Abb. 2c gelegenen Bereich positiv umgeklappt. Die Umklappung bleibt aber nur

für solche dieser Bezirke im zeitlichen Mittel erhalten, für die die Wahrscheinlichkeit des Zurückklappens in die ursprüngliche Lage geringer ist als die Wahrscheinlichkeit der ersten Umklappung. Das ist stets dann der Fall, wenn $H_m < H$ ist; denn dann ist das zur Umklappung benötigte Feld $H_f = H_m + H_b - H$ kleiner als das zum Zurückklappen benötigte negative Feld $H_f^* = H + H_b - H_m$ in seinem Absolutbetrag. Nach Gl. (5a) tritt dann H_f häufiger auf als H_f^* . Solange das fluktuierende Feld im darauffolgenden Zeitabschnitt kleiner als H_f bleibt, kann es aus denselben Gründen wie oben keine bleibende Magnetisierungsänderung mehr hervorrufen. Erst ein Feld H_f^{**} mit $H_f^{**2} > H_f^2$ ist wieder imstande eine Induktionsänderung hervorzurufen.

Das fluktuierende Feld an einer beliebig herausgegriffenen Bloch-Wand nimmt eine bestimmte Amplitude erst nach einer gewissen mittleren Erwartungszeit $\tau(H_f)$ an, und die zugehörige Induktionsänderung ΔB hinkt deshalb hinter dem angelegten Meßfeld her (Abb. 4). Die thermischen Fluktuationen der spontanen Magnetisierung geben somit Anlaß zu einer magnetischen Nachwirkung.

Nach NÉEL besteht zwischen der mittleren Erwartungszeit τ einer bestimmten Amplitude des fluk-

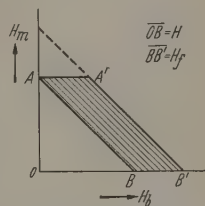


Abb. 3. Von der Jordan-Nachwirkung erfaßter Bereich im Preisach-Diagramm

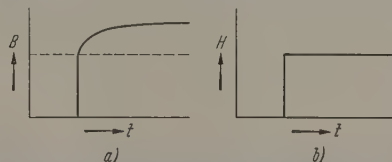


Abb. 4. Zeitlicher Verlauf der magnetischen Induktion (a) nach dem Einschalten des Feldes (b) bei reiner Jordan-Nachwirkung

tuierenden Feldes und der Höhe dieser Amplitude H_f folgender Zusammenhang:

$$H_f = \sqrt{2 H_f^2 \ln \frac{\tau}{\Delta t}} \quad (6)$$

Dabei ist Δt das kleinste Zeitintervall, nach dem zwei aufeinanderfolgende Werte von H_f noch als voneinander unabhängig betrachtet werden können [3].

NÉEL schätzt für Δt einen Wert von ungefähr 10^{-10} s ab. Durch Reihenentwicklung nach $\ln \frac{\tau}{\tau_0}$ bis zum Glied 1. Ordnung (wobei τ_0 eine mittlere Zeitkonstante ist) läßt sich Gl. (6) auch folgendermaßen schreiben:

$$H_f = S \left(Q + \ln \frac{\tau}{\tau_0} \right) \quad (7)$$

mit

$$S = \sqrt{\frac{H_f^2}{2 \ln \frac{\tau}{\tau_0}}}; \quad Q = 2 \ln \frac{\tau_0}{\Delta t} \quad (7a)$$

Der Wert der Größe S hängt von der Wahl der mittleren Zeitkonstanten τ_0 nur sehr geringfügig ab. Wählt man $\tau_0 = 1$ s, dann ist der durch die Reihenentwicklung gegenüber der exakten Formel [Gl. (6)] bedingte Fehler in einem Zeitkonstantenbereich von

$10^{-5} \leq \tau \leq 10^{-7}$ s kleiner als 6%. Man kann somit S und Q für die Mehrzahl der praktisch vorkommenden Beobachtungszeiten als Konstante ansehen. Für das Folgende wollen wir uns auf einen Feldstärkebereich beschränken, in dem die Rayleigh-Beziehung in der Form

$$B = B_{\text{rev}} + B_{\text{irr}} = \mu_a H + 2\nu H^2 \quad (9)$$

Gültigkeit besitzt. Dann ist in diesem Gebiet die Belagungsdichte des Preisach-Diagramms eine Konstante, und es gilt

$$dB_{\text{irr}} = 4\nu dH_m dH_b. \quad (10)$$

Wir wollen weiter das Parallelogramm $ABB'A'$ in Abb. 3 in infinitesimale Streifen gleicher Breite unterteilt denken, in der Art, wie es die Schraffur bereits andeutet. Wegen der Gültigkeit der Rayleigh-Beziehung enthält jeder dieser Streifen gleich viele Bezirke. Alle in einem solchen Streifen gelegenen Bezirke werden umgeklappt, wenn das fluktuierende Feld eine bestimmte Amplitude H_f erreicht hat. Nach Gl. (7) entspricht dann auch allen Bezirken eines Streifens ein und dasselbe τ .

Von einem durch die mittlere Erwartungszeit $\tau(H_f)$ charakterisierten Elementarstreifen sind zur Zeit t

$$n(t) = n_{\infty} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (11)$$

Bezirke durch das fluktuierende Feld H_f umgeklappt worden [3], [13]. Die gesamte durch die fluktuierenden Felder zur Zeit t bewirkte Induktionsänderung B_n ergibt sich dann nach Abb. 3 und Gl. (10) zu

$$B_n(t) = 4\nu H \int_{H_{f\min}}^{H_{f\max}} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) dH_f. \quad (12)$$

$H_{f\max}$ bzw. $H_{f\min}$ sind diejenigen Werte des fluktuierenden Feldes, deren zugehörige Zeitkonstanten τ_{\max} bzw. τ_{\min} sehr groß bzw. sehr klein gegen den Beobachtungszeitraum sind.

Unter Berücksichtigung von Gl. (7) ergibt die Integration von Gl. (12)

$$B_n = 4\nu H S \left(Q + C + \ln \frac{t}{\tau_0} \right). \quad (13)$$

Dabei ist C die sog. Eulersche Konstante; sie ist gleich 0,577. Aus Gl. 12 ergibt sich weiterhin durch Grenzübergang $t \rightarrow \infty$ und Verwendung von Gl. (7) die gesamte nachwirkende Induktion zu

$$B_n = 4\nu S H \ln \frac{\tau_{\max}}{\tau_{\min}}. \quad (14)$$

Gl. (13) bzw. die entsprechende Gleichung für die zeitliche Änderung der Remanenzinduktion durch Jordan-Nachwirkung wurde von BARBIER [4] an einer großen Zahl ferro- und ferrimagnetischer Stoffe experimentell geprüft und bestätigt. Obwohl sich bei einigen Stoffen der Beobachtungszeitraum bis hinauf zu einigen 10^{-6} s erstreckte, betrugen die Abweichungen von der errechneten zeitlichen Induktionsänderung dann noch weniger als 10%. BARBIER hat weiterhin die aus seinen Messungen ermittelten Néelschen Nachwirkungskonstanten S für die verschiedenen Stoffe zur Koerzitivkraft in Beziehung

gesetzt und fand, daß in guter Näherung gilt:

$$\frac{S}{H_c} = \text{const.}$$

Es wird darauf in der Diskussion nochmals eingegangen.

3. Zusammenhang zwischen Verlustfaktor und Hystereseeiwert

Da der Grundverlustfaktor weitgehend frequenzunabhängig ist, muß die ihm zugrundeliegende Nachwirkung ein sehr breites Zeitkonstantenspektrum besitzen. Aus der allgemeinen Theorie der Nachwirkung folgt [7], daß man in diesem Fall für Frequenzen für die $\tau_{\max} \gg \frac{1}{f} \gg \tau_{\min}$ gilt, in guter Näherung den Nachwirkungsverlustfaktor $\tan \delta_n$ wie folgt schreiben kann:

$$\tan \delta_n = \frac{1}{\ln \frac{\tau_{\max}}{\tau_{\min}}} \frac{\pi}{2} \frac{\mu_n}{\mu_{ur}}.$$

Dabei ist μ_n der nachwirkende Anteil der Permeabilität, μ_{ur} die unrelaxierte Permeabilität. Für $\mu_n \ll \mu_{ur}$ ist $\mu_{ur} \approx \mu_a$. Die nachwirkende Permeabilität μ_n sich aus Gl. (14) sofort ablesen, und man erhält durch Einsetzen in Gl. (16) die Beziehung:

$$\tan \delta_n = \frac{2\pi\nu S}{\mu_a}.$$

Dieser Zusammenhang wurde erstmalig von N. aufgestellt und begründet. Er setzt die im Versuch zu ermittelnde Nachwirkungskonstante S dem im Wechselfeldversuch beobachteten Verlustfaktor in Beziehung.

Es soll nun gezeigt werden, daß sich Gl. (17) in etwas umformen läßt. Mit Hilfe von Gl. (5c) und Gl. (5a) kann man nämlich S folgendermaßen ausdrücken:

$$S = \frac{S_0}{\sqrt{V}},$$

$$S_0 = \sqrt{\frac{kT}{6\mu_0 \ln \frac{\tau_0}{\Delta t}}}.$$

S_0 ist dann eine Größe, die nicht mehr von der Größe des Materials, sondern nur noch von der Temperatur und der Wahl der mittleren Zeitkonstanten τ_0 abhängt. Für $T = 300^\circ \text{K}$, $\tau_0 = 1 \text{ s}$ und $\Delta t = 10^{-6}$ errechnet sich S_0 zu $5 \cdot 10^{-8} \text{ A cm}^{\frac{1}{2}}$.

Die Strukturabhängigkeit von S steckt in der mittleren Volumen eines Barkhausen-Sprungs \bar{V} . Die Größe ist aber auch in der Rayleigh-Konstanten ν enthalten. Das läßt sich folgendermaßen einsehen: Diejenigen irreversiblen Prozesse, deren zugeordneten Punkte im Preisach-Diagramm in der Umgebung von P liegen, liefern zu $Z(H)$ den relativen Anteil

$$dZ = z(H_m, H_b) dH_m dH_b.$$

Wir wollen der Einfachheit halber annehmen, daß sich bei den betrachteten Magnetisierungssprüngen

10°-Wandverschiebung handelt. Die der Um-
kehr von P zugeordneten Sprünge verursachen
infolge die differentielle Flußdichtenänderung

$$dB_{irr} = 2 B_s \bar{V} z (H_m, H_b) dH_m dH_b. \tag{18a}$$

ererseits ist bei Gültigkeit der Rayleigh-Bezie-

$$dB_{irr} = 4 \nu dH_m dH_b. \tag{10}$$

en Gl. (18), (18a) und (10) folgt

$$2\nu = B_s \bar{V} z. \tag{19}$$

Gültigkeitsbereich der Rayleigh-Beziehung ν
Materialkonstante ist, die nicht mehr von H_m
abhängt, gilt dies auch für die Größe z , die
folgenden kurz als mittlere relative Sprung-
häufigkeit bezeichnen wollen. Wegen $z = \text{const}$ liefert
Integration von Gl. (18) im Bereich $0 \leq H_m +$
für die Feldstärkeabhängigkeit der Sprung-
häufigkeit eines Materials

$$Z(H) = \frac{1}{2} z H^2 \uparrow. \tag{20}$$

Gl. (19) ergibt sich noch, daß die Rayleigh-
konstante der Sättigungsinduktion B_s proportional
diese Beziehung wurde bereits von KORNETZKI
in Ähnlichkeitsbetrachtungen abgeleitet [8].

Stzt man Gl. (19) unter Berücksichtigung von
(b) in Gl. (17) ein und beachtet ferner, daß nach
Rayleigh-Beziehung der Hystereseeiwert $\bar{h} = \frac{16 \nu}{3 \mu_a}$
erhält man für den Grundverlustfaktor $\tan \delta_n$
ausdruck:

$$\tan \delta_n = \text{const} \sqrt{z} \sqrt{\frac{\bar{h}}{\mu_a}} B_s. \tag{21}$$

konstante in Gl. (21) hängt nur von der absoluten
temperatur, nicht aber von der Art des Stoffes ab.
man für μ_a die relative Permeabilität ein, \bar{h}
in kA und B_s in Kilogaß, so ergibt sich mit dem
oben errechneten Wert von $S_0 = 5 \cdot 10^{-8} \text{ Acm}^2$
Raumtemperatur der Wert der Konstante in
(1) zu $9 \cdot 10^{-8}$.

4. Meßergebnisse an Ferriten

1. der Tabelle 1 sind die gemessenen Werte der
Anfangspermeabilität, des Grundverlustfaktors $\tan \delta_n$,
relativen Hystereseeiwertes \bar{h}/μ_a und der Sätti-

Tab. 1. Meßwerte der Anfangspermeabilität, des Grund-
verlustfaktors, des relativen Hystereseeiwertes und der Sätti-
gungsinduktion an verschiedenen Ferriten

p	μ_a	$\tan \delta_n$	$\frac{\bar{h}}{\mu_a}$	B_s	$\sqrt{\frac{\bar{h}}{\mu_a} B_s}$	$\tan \delta_n \cdot 10^3$
	μ_0	10^{-3}	$\frac{\text{cm}}{\text{kA } \mu_0}$	kG		$\sqrt{\frac{\bar{h}}{\mu_a} B_s}$
— Zn	7	2,0	3,5	1,9	2,3	0,9
— Zn	20	3,0	3,0	2,3	2,3	1,3
— Zn	40	3,2	3,2	3,7	3,1	1,0
— Zn	80	4,0	4,5	4,0	3,8	1,1
— Zn	300	4,8	4,5	4,0	3,8	1,3
— Zn	1000	7,0	2,5	3,5	2,6	2,7
— Zn	1400	1,6	1,2	4,2	2,0	0,8
— Zn	2000	1,7	1,0	4,6	1,9	0,9

Zu der gleichen Beziehung gelangte Jost [14] bei direkten
Messungen der Zahl der Barkhausen-Sprünge an Fe-Ni-
legierungen im Gebiet der Koerzitivkraft.

gungsinduktion B_s verschiedener handelsüblicher Fer-
rite aufgeführt. Man erkennt, daß in einem Perme-
abilitätsbereich von ungefähr 3 Zehnerpotenzen der
Ausdruck $\frac{\bar{h}}{\mu_a} B_s$ und auch der Grundverlustfaktor
tan δ_n nur verhältnismäßig wenig verschieden sind
und auch keine systematische Abhängigkeit von der
Permeabilität zeigen.

Noch geringer ist die Streuung, wenn man das
Verhältnis $\tan \delta_n / \sqrt{\frac{\bar{h}}{\mu_a} B_s}$ betrachtet. Größere Ab-
weichungen zeigt nur Ferrit Nr. 6. Hierbei handelt
es sich um ein höherpermeables Ni-Zn-Ferrit.

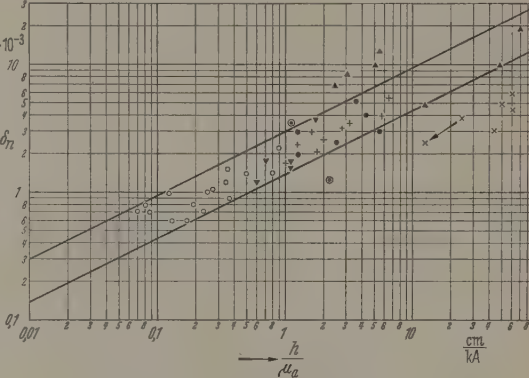


Abb. 5. Grundverlustfaktor $\tan \delta$ verschiedener Ferrite in Abhängigkeit
vom relativen Hystereseeiwert \bar{h}/μ_a
Zeichenerklärung: ▾ Höherpermeables Mn-Zn-Ferrit; ▲ höherpermeables
Ni-Zn-Ferrit; ○ Ferrit mit Perminvarcharakter; ● Perminvarferrit mit durch Abschrecken oder Feld-
schock zerstörtem Perminvarcharakter; ○ Perminvarferrit im Magnetfeld
geglüht²; × Ferrit mit nahezu rechteckförmiger Hystereseschleife; μ_a ist
hier relative Anfangspermeabilität

Es liegt somit die Vermutung nahe, daß die mitt-
lere relative Sprunghäufigkeit z eine in erster Näherung
stoffunabhängige Größe ist. Dann muß, wenn Gl. (21)
gilt, der Grundverlustfaktor der Quadratwurzel aus
dem Ausdruck $\frac{\bar{h}}{\mu_a} B_s$ proportional sein. Diese Frage
kann erst entschieden werden, wenn man auch Stoffe
mit vom Normalen stark abweichenden \bar{h}/μ_a in die
Untersuchungen mit einbezieht, d.h. wenn man also
ein genügend breites Spektrum von relativen Hys-
teresebeiwerten zur Verfügung hat. Einen anormalen
Hystereseeiwert haben hauptsächlich solche Ma-
terialien, die eine von der Normalform abweichende
Hystereseschleife besitzen, z. B. eine Perminvar-
oder Rechteckschleife oder zumindest eine Andeutung
einer derartigen Schleife. Bekanntlich [9] zeichnen
sich Ferrite mit Perminvarcharakter durch besonders
kleine Werte von \bar{h}/μ_a ($< 0,5 \text{ cm/kA}$) aus, während
man bei Ferriten mit nahezu rechteckförmiger Hys-
tereseschleife im allgemeinen relativ große Werte
von $\frac{\bar{h}}{\mu_a}$ beobachten kann ($\frac{\bar{h}}{\mu_a} = 10$ bis $100 \frac{\text{cm}}{\text{kA}}$) [10].
Bezieht man diese Stoffe in die Untersuchungen mit
ein, so verfügt man über ein \bar{h}/μ_a -Spektrum von
3 Zehnerpotenzen.

¹ Es wurde in Abb. 5 der Einfachheit halber $\tan \delta_n$ über
 \bar{h}/μ_a aufgetragen. Eine Berücksichtigung der Sättigungsinduk-
tion gibt wegen der geringen Streuung derselben kein wesentlich
verändertes Bild.

² Der nach unten herausstreuende Punkt entspricht einem
feldgeglühten Perminvarferrit mit Rechteckschleife.

Wir haben im Laufe unserer Untersuchungen etwa 50 Ferrite mit verschiedener Zusammensetzung, Herstellungsart und Hystereseschleife auf Grundverlustfaktor und Hysteresebeiwert untersucht. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abb. 5 dargestellt. Man erkennt, daß die Mehrzahl der Meßpunkte in dem von den beiden Geraden begrenzten Bereich liegt. Die Steigung der Geraden entspricht der Abhängigkeit

$$\tan \delta_n \sim \sqrt{\frac{h}{\mu_a}}, \text{ ihr senkrechter Abstand einem Unter-}$$

schied des Verlustfaktors um einen Faktor 2 bei festgehaltenem h/μ_a . Eine Ausnahme machen einerseits die höherpermeablen Ni-Zn-Ferrite, andererseits die Ferrite mit nahezu rechteckförmiger Hystereseschleife. Erstere streuen etwas nach oben, letztere stärker nach unten heraus.

5. Diskussion

a) Die Zahl der Barkhausen-Sprünge

Kennt man die Rayleigh-Konstante ν und die angelegte Feldstärke H , so ist für Stoffe, die dem Rayleigh-Gesetz gehorchen, der irreversible Anteil der Gesamtinduktion $B_{\text{irr}} = 2\nu H^2$, wenn außerdem $H \ll H_c$ ist. Es ist aber noch keine Aussage darüber möglich, ob diese irreversible Induktion durch viele kleine Barkhausen-Sprünge oder durch wenige große hervorgerufen wird. Eine Entscheidungsmöglichkeit hierfür liefert uns Gl. (21), wenn Meßwerte über den Grundverlustfaktor $\tan \delta_n$ und den relativen Hysteresebeiwert h/μ_a vorliegen. Wie schon erwähnt, läßt sich aus der mittleren relativen Sprunghäufigkeit z die Zahl der von einer festgehaltenen Feldstärke H pro Volumeneinheit ausgelösten Barkhausen-Sprünge ausrechnen. Man braucht nur Abb. 5 und Gl. (20) und (21) heranzuziehen. Wählt man $h/\mu_a = 1 \frac{\text{cm}}{\text{kA} \mu_0}$, so ist nach Abb. 5 der zugehörige mittlere Verlustfaktor $\tan \delta_n = 2 \cdot 10^{-3}$. Mit $B_s = 3 \text{ kG}$ ergibt sich daraus durch Einsetzen in Gl. (21) eine relative Sprunghäufigkeit von $z = 1,5 \cdot 10^8 \frac{\text{Sprünge}}{\text{A}^2 \text{cm}}$. Beträgt die Meßfeldstärke $H = 5 \text{ mA/cm}$, so werden durch sie nach Gl. (20) pro $\text{cm}^3 Z = 1900$ Barkhausen-Sprünge ausgelöst. Die Unterschiede in den relativen Sprunghäufigkeiten der verschiedenen untersuchten Stoffe erkennt man aber schon ohne Rechnung, nämlich einfach aus der Lage der zugeordneten Meßpunkte in Abb. 5. Liegen sie oberhalb der beiden ausgezogenen Geraden (vgl. höherpermeable Ni-Zn-Ferrite), so haben sie eine verhältnismäßig große Sprunghäufigkeit; liegen sie darunter (Rechteckschleifenferrite), so ist die relative Sprunghäufigkeit verhältnismäßig klein.

Aus Tabelle 1 und Abb. 5 entnimmt man jedoch, daß die relative Sprunghäufigkeit der meisten hier untersuchten Ferrite nur verhältnismäßig geringen und unsystematischen Schwankungen unterliegt, und zwar ganz gleichgültig, ob es sich um Stoffe mit normalem h/μ_a (1 bis 3 cm/kA) oder anormalen Hystereseeigenschaften handelt. In Abb. 5 liegt die Mehrzahl der Meßpunkte zwischen den eingezeichneten Geraden. Das entspricht einer Streuung von z um ungefähr einen Faktor 4. Man muß daraus schließen, daß die Zahl $Z = \frac{1}{2} z H^2$ der von einer Feldstärke H ausgelösten Sprünge eine strukturunabhängige Größe ist, die nicht von den sonstigen Eigenschaften des Ferrits

abhängt. Im Gegensatz dazu ist die Rayleigh-Konstante stark strukturabhängig. Folglich muß auch für das mittlere Sprungvolumen \bar{V} zutreffen (vgl. Gl. (19)). Mit dem oben errechneten Wert $z = 1,5 \cdot 10^8$ ergibt sich aus Gl. (19) für das mittlere Sprungvolumen des Ferrits Nr. 4 von Tabelle 1 ein Wert von $\bar{V} = 2,3 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3$. Ist die Permeabilität größer, so ist es auch \bar{V} bzw. umgekehrt.

b) Ferrite mit Perminvarcharakter

Auch die Ferrite mit Perminvarcharakter ordnen sich gut ein. Ihr außergewöhnlich kleiner relativer Hysteresebeiwert h/μ_a ist gekoppelt mit einem kleinen Grundverlustfaktor, während die mittlere relative Sprunghäufigkeit normal ist. Die mit Sprünge verbundenen Güten sind somit eine Folge des Umstands, daß bei Ferriten mit Perminvarcharakter die verschiedenen Magnetisierungsprozesse über einen ziemlich großen Feldstärkebereich weitgehend blockiert sind. Die Bloch-Wände von Perminvarferriten sitzen sehr steilen Energiemulden und können erst durch ein ziemlich großes Feld aus diesen gehoben werden. Über die physikalischen Vorgänge, die zu dieser Stabilisierung der Bloch-Wände führen, wurde bereits in der Literatur berichtet [12].

Der endliche Wert der gemessenen Rayleigh-Konstante von Perminvaren besagt jedoch, daß die Stabilisierung auch bei kleinen Feldstärken Barkhausen-Sprünge ablaufen können. Die Ursache hierfür dürfte sein, daß die steilen Energiemulden gewisse Unregelmäßigkeiten aufweisen. Die von einem solchen Sprung zurückgelegte Strecke ist dann sehr klein, verglichen mit entsprechenden Strecken ohne Bloch-Wand-Stabilisierung. Es ist auch zu sehen, daß eine stabilisierte Wand unter Einwirkung eines bestimmten Feldes weniger Sprünge auslöst, wird als eine nicht stabilisierte. Umsomehr rasch es, daß die mittlere relative Sprunghäufigkeit der Perminvar-Ferrite annähernd dieselbe ist wie die der normalen Ferriten. Das läßt sich nur dann verstehen, wenn man annimmt, daß sich während der Ausbildung des Perminvar-Zustandes während der langsamen Abkühlung unterhalb des Curie-Punktes wesentlich mehr Bloch-Wände bilden als bei einem entsprechenden normalen Ferrit oder bei einem Perminvar-Ferrit. Auf Grund der dort wesentlich kleineren Kristallenergie können nämlich unmittelbar unterhalb des Curie-Punktes mehr Wände ausbilden als bei Raumtemperatur aus energetischen Gründen existieren können. Während diese vielen Wände geringer Ausdehnung stabil sind, kann sich ihre Zahl bei weiterer Abkühlung nicht mindern. Diese Annahme wird gestützt durch Untersuchungen von YAMAMOTO, TANIGUCHI und YAGI [11] an metallischen Perminvaren. Sie stützen sich mit Hilfe der Bitterschen Streifen fest, daß Perminvarkristalle aus einer 40%igen Kobalt-Nickel-Legierung im Perminvarzustand eine wesentlich feinere und pliziertere Bloch-Wand-Struktur aufweisen als in dem geschreckten Zustand ohne Perminvareffekt. Ähnlicherweise gibt es in einem Perminvar-Ferrit noch nicht stabilisierte Bloch-Wände, die einen Beitrag zum Hysteresekoeffizienten liefern.

c) Ferrite mit Rechteckschleife

Abb. 5 ist weiterhin bemerkenswert, daß die Ferriten mit Rechteckschleife zugeordneten ein beträchtliches Stück unterhalb der eingezeichneten Geraden liegen. Nach den weiter oben gemachten Feststellungen muß man daraus schließen, daß diese Stoffe eine wesentlich geringere Sprunghäufigkeit aufweisen oder in anderen Worten, daß ein bestimmtes kleines Feld H weniger Sprünge auslöst als in den meisten übrigen Ferriten. Das ist aber durchaus in der Sache begründet: Unter einem idealen Rechteckschleifenmaterial versteht man sich nämlich ein Material vor, in dem alle Magnetisierungsprozesse von einer ganz bestimmten Feldstärke — der Koerzitivkraft — auslöset werden, während bei kleineren und größeren Feldstärken als der Koerzitivkraft praktisch keine Magnetisierungsänderung mehr auftreten soll. Es ist daher zu erwarten, daß bei einem wirklichen Rechteckschleifenmaterial die Koerzitivkraft, die wesentliche kleiner ist als die Koerzitivkraft, weniger irreversible Magnetisierungsprozesse ablaufen als bei einem Stoff mit einer Hystereseschleife aber gleicher Koerzitivkraft.

Überwirft man ein Rechteckschleifenferrit einem Magnetfeldimpuls, so besitzt der Stoff nach Abschalten des Feldes eine Remanenzinduktion, die nahezu gleich der eingetragenen Maximalinduktion ist¹. Man kann also den Remanenzzustand erneut den Verlustwiderstand messen. Trägt man die gemessenen Werte über die Feldstärke auf, so erhält man wiederum eine Gerade, aus der sich ein bestimmter relativer Sprunghäufigkeitsfaktor h/μ und ein bestimmter Grundverlustrfaktor $\tan \delta_n$ ermitteln lassen. Man findet, daß die Grundverluste geringer sind als im entmagnetisierten Zustand. In Abb. 5 sind zwei zusammengehörende Kurven durch einen Pfeil verbunden. Die Richtung des Pfeiles gibt den Übergang vom entmagnetisierten Zustand an. Man erkennt, daß der Grundverlust in erster Näherung parallel zu den eingezeichneten Geraden konstanter relativer Sprunghäufigkeit liegt. Die Zahl der bei einer bestimmten kleinen Feldstärke abgelaufenen Barkhausen-Sprünge ist somit im Remanenzzustand dieselbe wie im entmagnetisierten Zustand, während die Rayleigh-Konstante im Remanenzzustand kleiner ist als bei der zuvor entmagnetisierten Probe.

In Tabelle 2 sind die nach verschiedenen großen Feldstärken an einem Rechteckschleifenferrit gemessenen Werte der Remanenzpermeabilität, des Grundverlustfaktors, der Rayleigh-Konstanten sowie von h und h/μ angegeben.

Die Rayleigh-Konstante verringert sich somit nach hinreichend großen Feldstößen auf ein Zwanzigstel eines anderen Werkstoffes sogar bis auf ein Hundertstel.

Man muß aus diesem Ergebnis schließen, daß im Remanenzzustand unter Einwirkung eines kleinen Feldes zwar nicht weniger, aber dafür nur wesentlich weniger Barkhausen-Sprünge ablaufen als bei der entmagnetisierten Probe. Das läßt sich etwa wie folgt erklären: Durch einen großen Feldimpuls werden die

in der Maximalinduktion ist nicht mit der Sättigungsinduktion zu verwechseln, die erst bei sehr großen Feldstärken (über 1000 Oe) angenommen wird, dann aber wesentlich kleiner als die Remanenz ist.

Tabelle 2. Remanenzpermeabilität, Grundverlustwinkel und Hysteresekoeffizienten eines Rechteckschleifenferrits, gemessen nach verschiedenen großen Gleichfeld-Schocks H

H	μ	$\tan \delta_n$	ν	h	$\frac{h}{\mu}$
$\frac{A}{cm}$	μ_0	10^{-3}	$\frac{cm}{kA} \mu_0$	$\frac{cm}{kA}$	$\frac{cm}{kA} \mu_0$
0	85	3,8	33000	22060	24
1,6	68	3,0	15000	1150	17
4,8	28	2,6	2200	420	15
100	27	2,4	1700	340	12,5

meisten Bloch-Wände zum Verschwinden gebracht. Nach dem Abschalten des Feldes nimmt die Magnetisierung in den einzelnen Kristalliten die dem ursprünglichen Feld zunächst gelegene kristallographisch leichte Richtung ein. Außerdem bilden sich neue Weißsche Bezirke mit von der Feldrichtung stärker abweichender Magnetisierungsrichtung. Diese dienen zur Verminderung der Streufelder, die sich an den Kristallitoberflächen und in der Nähe von unmagnetischen Einschlüssen bilden. Nimmt man nun an, daß sich in Rechteckschleifenferriten verhältnismäßig kleine Bezirke beim Abschalten des Feldes bilden, so erklärt das ohne weiteres die Tatsache, daß die Magnetisierung nur wenig abnimmt, obwohl in der Remanenz wieder ebenso viele Bezirke vorhanden sind, wie im entmagnetisierten Zustand. Ein stärkeres Wachstum der neu gebildeten Bezirke tritt erst ein, wenn man ein Feld von der Größenordnung der Koerzitivkraft in entgegengesetzter Richtung anlegt². Eine Erklärung für diese Beobachtungen wäre die Annahme, daß die zur Bildung einer Bloch-Wand benötigte Energie — bezogen auf die Fläche der Hystereseschleife — hier besonders groß ist³. Im Remanenzzustand sind im Rechteckschleifenmaterial somit nur Bloch-Wände kleiner Fläche vorhanden, die noch dazu schwer beweglich sind. Unter der Einwirkung eines kleinen Feldes können diese Wände nur relativ sehr kleine Sprünge machen, und man beobachtet eine stark verminderte Rayleigh-Konstante.

d) Weitere Bemerkungen

In Abb. 5 liegen die den höherpermeablen Ni-Zn-Ferriten zugeordneten Punkte oberhalb des Streubereiches. Da diese Ferrite ein sauberes Rayleigh-Verhalten zeigen, muß nach den weiter oben gemachten Ausführungen angenommen werden, daß bei diesen Stoffen die Zahl der im Rayleigh-Gebiet ablaufenden Barkhausen-Sprünge verhältnismäßig sehr groß ist. Eine physikalische Erklärung für dieses Verhalten steht noch aus.

Gl. (21) wurde bisher nur an Ferriten nachgeprüft, doch kommt ihr in Wirklichkeit eine größere Allgemeinheit zu. Bei ihrer Ableitung wurden keinerlei Voraussetzungen gemacht, die nur für Ferrite zutreffen. Trotzdem dürfte es etwas größere Schwierigkeiten bereiten, Gl. (21) für metallische Werkstoffe experimentell nachzuprüfen, da dann die Wirbelstromverluste berücksichtigt und abgezogen werden

² Es werden dann nur solche Bezirke wachsen, die mit der ursprünglichen Feldrichtung einen Winkel $\varphi > 90^\circ$ einschließen.

³ KORNETSKI [10] folgert aus seinen Untersuchungen, daß bei Rechteckschleifenwerkstoffen die Kristallenergie K groß gegen die Fläche der Hystereseschleife sein muß. Dann ist auch die Wandenergie $e_w = \sqrt{A \cdot K}$ groß.

müßten. Am leichtesten ließe sich wohl eine Untersuchung an Bandringkernen mit dünnen Bändern durchführen.

e) Die Beziehung $S/H_c = \text{const}$

Die Aufspaltung der Rayleigh-Konstanten in relative Sprunghäufigkeit z und mittleres Volumen \bar{V} [Gl. (20)] gestattet überdies auch, den von BARBIER gefundenen, in Gl. (15) festgehaltenen Zusammenhang zwischen Néelscher Nachwirkungskonstante S und Koerzitivkraft H_c eines Stoffes zu verstehen: Unter Benutzung von Gl. (7b) und Gl. (19) gilt nämlich für die Nachwirkungskonstante S :

$$S \sim \sqrt{\frac{z B_s}{v}}. \quad (22)$$

Beachtet man ferner, daß für die Mehrzahl der magnetischen Stoffe die Koerzitivkraft in erster Näherung umgekehrt proportional der Anfangspermeabilität und proportional der Sättigungsinduktion, d.h.

$$H_c \sim \frac{B_s}{\mu_a} \quad (23)$$

ist und daß für den Hysteresebeiwert h gilt: $h \sim \frac{v}{\mu_a}$, so folgt aus Gl. 22:

$$\frac{S}{H_c} \sim \frac{\sqrt{z}}{\sqrt{h B_s}}. \quad (24)$$

Da nun — wie schon festgestellt wurde — der Ausdruck $\frac{h B_s}{\mu_a}$ und die mittlere relative Sprunghäufigkeit z von der Art des Materials weitgehend unabhängig sind, muß das folglich auch für den Quotienten S/H_c gelten, und es ist daher

$$\frac{S}{H_c} = \text{const}. \quad (15)$$

Zusammenfassung

Bei magnetischen Stoffen erzeugen die thermischen Fluktuationen der spontanen Magnetisierung innerhalb und am Rande benachbarter Weißscher Bezirke kleine, zeitlich sehr schnell schwankende Magnetfelder. Diese fluktuierenden Felder überlagern sich dem von außen angelegten Feld und sind in der Lage, zusätzliche Barkhausen-Sprünge auszulösen. Diese Sprünge treten größtenteils mit einer gewissen Verzögerung gegenüber dem Anlegen des äußeren Feldes auf. Im Schaltversuch beobachtet man daher stets einen Nachwirkungseffekt — die sog. Jordan-Nachwirkung — und im Wechselfeld einen Verlustwinkel. Die Jordan-Nachwirkung ist bei allen magnetischen Stoffen vorhanden. Ihr können andere Nachwirkungsarten — z.B. Diffusionsnachwirkung — überlagert sein und den Relaxationseffekt verstärken.

Bei reiner Jordan-Nachwirkung ist der beobachtete Verlustfaktor weitgehend frequenz- und feldstärkeunabhängig und steht in engem Zusammenhang mit dem relativen Hysteresebeiwert h/μ_a . Ein quantitativer Zusammenhang zwischen beiden Größen wurde aus der Néelschen Theorie der Jordan-Nachwirkung abgeleitet. Die abgeleitete Beziehung erlaubt in gewisser Hinsicht auch zu entscheiden, ob sich eine bestimmte irreversible Induktion B_{irr} durch eine große Zahl kleinerer Sprünge oder durch eine entsprechend kleinere Zahl größerer Sprünge einstellt,

vorausgesetzt, es liegen Meßwerte des Verlustfaktors und des relativen Hysteresebeiwerts vor.

Die an Ferriten gewonnenen Meßergebnisse zeigen, daß die Zahl der in der Volumeneinheit von bestimmten kleinen Feld H ($\ll H_c$) ausgelösten versiblen Magnetisierungssprünge weitgehend unabhängig von der Art des Ferrits ist, während das Volumen, von einem irreversiblen Magnetisierungssprung überstrichen, sehr stark von der Permeabilität und der Form der Hystereseschleife abhängt. Lediglich Ferrite mit Rechteckschleife sowie hochpermeable Ni-Zn-Ferrite zeigen größere Abweichungen.

Unter diesen Umständen ergibt sich, daß bei Ferriten, die dem Rayleigh-Gesetz gehorchen und Jordan-Nachwirkung zeigen — bis auf die erwähnten Ausnahmen — der Grundverlustfaktor in erster Näherung der Wurzel aus dem relativen Hysteresebeiwert h/μ_a und der Sättigungsinduktion proportional ist. Ferner läßt sich zeigen, daß für alle Stoffe mit normalem relativem Hysteresebeiwert h/μ_a der Quotient aus Néelscher Nachwirkungskonstante S und Koerzitivkraft H_c von der Permeabilität weitgehend unabhängig ist.

Bei Stoffen mit Perminvarcharakter sind die Bloch-Wände weitgehend stabilisiert, und es können bei kleinen Meßfeldstärken nur relativ sehr kleine irreversible Wandverschiebungen auftreten, d.h. Sprungvolumen ist sehr klein. Die Zahl der von einem bestimmten Feld ausgelösten Barkhausen-Sprünge ist etwa dieselbe wie bei den übrigen Ferriten. Der relative Hysteresebeiwert ist wegen des geringen Sprungvolumens sehr klein. Das hat zur Folge, daß Ferrite mit Perminvarcharakter auch einen verhältnismäßig kleinen Grundverlustfaktor haben.

Meßergebnisse des Grundverlustfaktors und des relativen Hysteresebeiwerts an Rechteckschleifenferriten lassen die Deutung zu, daß im Remanenzzustand etwa ebenso viele Bloch-Wände vorhanden sind wie im entmagnetisierten Zustand. Diese Wände haben jedoch — verglichen mit dem entmagnetisierten Zustand — wesentlich geringere Fläche und sind schwerer beweglich. Sie können erst durch ein genügendes gerichtetes Feld von der Größenordnung der Koerzitivkraft wesentlich vergrößert werden.

Herrn Prof. R. FELDTEKLER und Herrn M. KORNETZKI danke ich für wertvolle und anregende Diskussionen im Zusammenhang mit dieser Arbeit.

Literatur: [1] JORDAN, H.: Elektr. Nachr.-Techn. (1924). — BECKER, R., u. W. DÖRING: Ferromagnetismus, Berlin 1939. — [2] PREISACH, F.: Z. Physik **94**, 227 (1935). — [3] NÉEL, L.: J. Phys. Radium **11**, 49 (1950). — [4] BIER, J.-C.: Colloque de Ferromagnetisme et Antiferromagnetisme, S. 204. Grenoble 1950. — [5] FELDTEKLER, R.: G. SORGER: Z. angew. Phys. **6**, 390 (1954). — [6] BECKER, R., u. W. DÖRING: Ferromagnetismus, S. 221. Berlin 1939. — [7] BECKER, R., u. W. DÖRING: Ferromagnetismus, S. 225. Berlin 1939. — [8] KORNETZKI, M.: Z. angew. Phys. **6**, 547 (1952). — KORNETZKI, M.: Z. angew. Phys. **6**, 547 (1952). — KORNETZKI, M., J. BRACKMANN u. J. FREY: Siemens Z. **29**, 434 (1955); **32**, 412 (1958). — [10] KORNETZKI, M.: Z. angew. Phys. **8**, 127 (1956). — [11] YAMAMOTO, TANI u. AOYAGI: Phys. Rev. **102**, 1295 (1956). — [12] KORNETZKI, A. v.: Z. angew. Phys. **9**, 520 (1957). — [13] SORGER, Diss. TH Stuttgart 1953. — [14] JOST, K.: Z. Physik **520** (1957).

Dipl.-Physiker WERNER METZDORF,
Wernerwerk für Bauelemente der Siemens & Halske AG,
München 8

Die Elektronendiffusions-Nachwirkung in übersinterten hochpermeablen Ferriten

VON DANKWART KÖHLER

Mit 12 Textabbildungen

(Eingegangen am 30. Dezember 1958)

Temperaturgang der komplexen Permeabilität übersintertter Ferrite

1.1. Einführung

Es ist man die komplexe Permeabilität $\bar{\mu} = \mu_{LR} - j\mu_{RR}$ von Ferriten, so erhält man bei verschiedenen Temperaturen Ortskurven, wie sie beispielsweise in Abb. 1 dargestellt sind. Dabei ist gute Entmagnetisierung der Ferrite vorausgesetzt; ferner ist die Wechselfeldstärke für jeden Meßpunkt auf $H_m = 0$ extrapoliert [1], [2]).

Die Gestalt solcher Ortskurven ist bei den einzelnen Ferritsorten unterschiedlicher Zusammensetzung meist ähnlich. Sie wurde an anderer Stelle ausführlich diskutiert [2].

Bei sehr tiefen Temperaturen (s. Abb. 1, bei -183°C) beobachtet man vielfach vor dem Einsetzen des eigentlichen Permeabilitätsabfalles einen kleinen kreisförmigen Ortskurvenbogen, der mit wachsender Frequenz ein Ansteigen und später wieder ein Abfallen des Verlustfaktors mit sich bringt. Die Ursache dieses Effektes, der als „Nachwirkung“ bezeichnet wird, ist Gegenstand der vorliegenden Betrachtungen.

Diese Nachwirkung hat nichts mit der sog. „Jörns-Nachwirkung“ zu tun, welche dafür verantwortlich ist, daß sowohl bei tiefen als auch bei höheren Temperaturen der Verlustfaktor mit abnehmender Frequenz nicht gegen 0 geht, wie man in Abb. 1 an der μ_{LR} -Achse nahezu parallelen Ortskurvenbogen erkennt (s. [2] bis [6]).

1.2. Erklärung der zusätzlichen Verluste bei tiefen Temperaturen

Die oben genannten beobachteten zusätzlichen Verluste bei tiefen Temperaturen wurden erstmalig von SNOEK [7] gefunden und fanden durch WIJN [8], [10] eine Erklärung, die sich auch durch die Arbeiten von v. KIENLIN [11] bestätigt hat. Der Effekt wird auch vielfach mit „Wijn-Nachwirkung“ bezeichnet.

Nach WIJN stammen die zusätzlichen Verluste von der Nachwirkungseffekt, der durch die Diffusion von Elektronen zwischen 2- und 3-wertigen Fe-Ionen bedingt ist. Bei den stöchiometrisch zusammengesetzten Ferriten, die zur Erzielung kleiner Leitfähigkeiten im allgemeinen angestrebt werden, sollten zwar, wie angenommen, keine 2-wertigen Fe-Ionen im Material vorhanden sein; durch den Sinterprozeß entstehen jedoch, besonders in den Randschichten des Ferrits, eine Sauerstoff-Reduktion, so daß sich kleine Eisen-Ionen bilden. Wie WIJN und v. KIENLIN gezeigt haben, nimmt mit zunehmender Sinter-Temperatur dieser Gehalt an Fe^{++} -Ionen immer mehr ab und demzufolge steigen auch die genannten Nachwirkungsverluste.

1.3. Untersuchungen an übersinterten Ni-Zn-Ferriten

Eine Serie chemisch gleicher Ni-Zn-Ferrite von der Zusammensetzung 18. Mol-% NiO, 32 Mol-% ZnO, 50 Mol-% Fe_2O_3 wurde bei verschiedenen Temperaturen gesintert, die teilweise erheblich über der üblichen Sintertemperatur lagen. Dadurch konnte

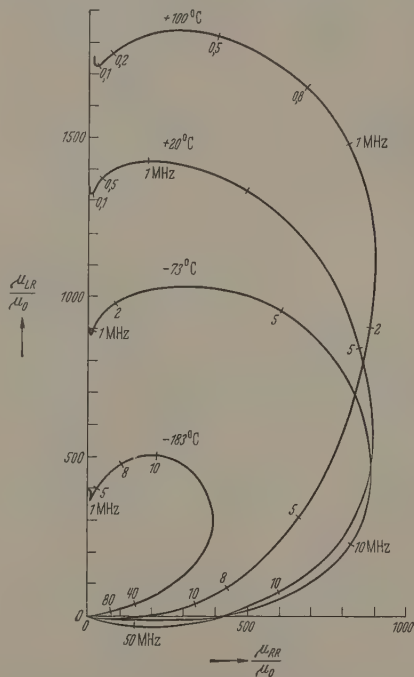


Abb. 1. Komplexe Anfangspermeabilität eines hochpermeablen Mn-Zn-Ferrits

der oben beschriebene Nachwirkungseffekt entsprechend stark in Erscheinung treten.

Von diesen Ferritkernen wurde die komplexe Permeabilität in einem Frequenzbereich von etwa 1 kHz bis 180 MHz und bei Temperaturen von -183°C bis $+60^\circ\text{C}$ gemessen. (Wegen der verwendeten Meßverfahren s. [1].) Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abb. 2—5 dargestellt.

Man sieht, wie mit zunehmender Sintertemperatur die Nachwirkung immer stärker in Erscheinung tritt. Wir wollen dies nun im Folgenden genauer untersuchen.

Der bei 1200°C gesinterte Kern stellt einen handelsüblichen hochpermeablen Ni-Zn-Ferrit dar. An ihm ist keine Wijn-Nachwirkung zu erkennen. Der bei 1350°C gesinterte Kern zeigt hingegen an seiner Ortskurve für -183°C , daß nur etwa $1/3$ der Anfangspermeabilität, die man bei tiefen Frequenzen unter einigen 100 Hz mißt, bei hohen Frequenzen in der Gegend von 1 MHz als Anfangspermeabilität gemessen

Trennung der Elektronendiffusions-Nachwirkung

Vergleich zwischen der $\bar{\mu}$ - und der $1/\bar{\mu}$ -Darstellung

Wie wir im letzten Absatz von Abschnitt 1.3 angedeutet haben, wollen wir nun die Nachwirkung von gemessenen Ortskurven abtrennen.

Hierzu soll zunächst die Frage beantwortet werden, ob der Nachwirkungsmechanismus eigentlich eine Erhöhung der Permeabilität mit sich bringt, oder ob eine Erniedrigung zur Folge hat. Im ersten Falle wäre es sinnvoll, die zwei zerlegten Ortskurventeile als Ortskurven von $\bar{\mu}$ darzustellen, während im Falle der Permeabilitätserniedrigung die Darstellung zweier Ortskurven angebracht erscheint.

Abb. 7 veranschaulicht diese beiden Möglichkeiten auf der vereinfachenden Annahme, daß bei der Zerlegung der Nachwirkung jeweils nur eine Zeitkonstante τ_B bzw. τ_H wirksam ist und daß man von elastischen Effekten absieht.

Abb. 7a zeigt in einem Zeitdiagramm, wie bei Anlegen eines Feldstärkesprunges die Induktion zunächst auf einen Wert B_{vn} ansteigt, der der Hauptrelaxationszeitkonstanten $\tau_H = 1/\omega_R$ entspricht und von da infolge der Nachwirkung mit der Zeitkonstanten τ_B weiter bis zum Wert B_{nn} anwächst [12]. Bei Anlegen eines eingepreßten Induktionssprunges ist im ersten Moment die zugehörige Feldstärke unendlich groß; sie relaxiert als Folge der Hauptrelaxation schnell auf den Wert H_{vn} ; von da wird mit einer Nachwirkungszeitkonstanten τ_H der Wert H_{nn} erreicht. τ_B und τ_H sind rechnerisch miteinander verknüpft. Sofern τ_B und τ_H groß gegenüber den Zeitkonstanten τ_{HR} der Hauptrelaxation sind, gilt

$$\tau_B = \tau_H \left[1 + \frac{(1/\mu)_{Ln}}{(1/\mu)_{nn}} \right]. \quad (2.1)$$

Erklärung der Bezeichnungen s. Abb. 7b).

Abb. 7b zeigt, wie man die Zerlegung der Gesamt-Ortskurven ebenso gut auf der Basis der $1/\bar{\mu}$ -Darstellung in der $1/\bar{\mu}$ -Ebene durchführen kann. Abb. 7c veranschaulicht diese beiden Möglichkeiten einer Zerlegung an Hand von Ersatzschaltbildern.

Aus der Zerlegung der $\bar{\mu}$ -Ortskurve nach Abb. 7b I erhält man unmittelbar das obere Ersatzschaltbild „ α “. Obwohl der Anteil der relaxierenden Permeabilität der Hauptrelaxation unterworfen ist, ist das äquivalente Ersatzschaltbild „ β “ physikalisch richtiger. Die direkte Bestimmung von „ β “ aus der Ortskurve ist etwas kompliziert. τ_B muß jedenfalls aus τ_{HR} bestimmt werden, wenn nicht näherungsweise τ_{HR} gesetzt werden kann.

Wenn man mathematisch lassen sich die mit „I“ und „II“ bezeichneten Fälle jeweils ineinander umrechnen, im Impulsversuch kann man sowohl die Feldstärke als auch die Induktion annähernd einprägen. Die Frage ist aber, welche Darstellung unseren Diffusionsvorgang besser beschreibt und welche der beiden Zeitkonstanten τ_B und τ_H dementsprechend die mittlere Diffusionszeitkonstante darstellt.

Man kann auch zeigen, daß die genannte mathematische Gleichwertigkeit physikalisch nicht mehr sinnvoll ist, wenn eine Streuung der Zeitkonstanten vorliegt. Man denke etwa daran, daß eine symmetrische

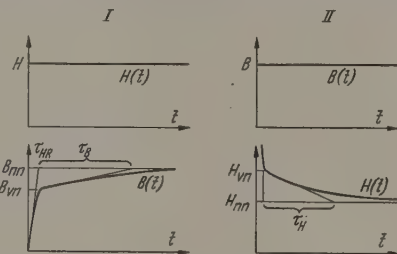


Abb. 7a. Zeitverlauf von Induktion und Feldstärke. I bei Anlegen eines Feldstärkesprunges; II bei Anlegen eines Induktionssprunges

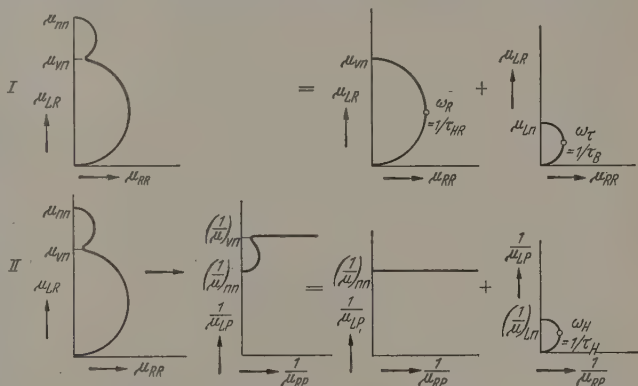


Abb. 7b. Zerlegung der Ortskurve der komplexen Permeabilität in Restorts- und Nachwirkungs-Ortskurve. I Zerlegung von $\bar{\mu}$ (abgeleitet aus Abb. 7a I). II Zerlegung von $1/\bar{\mu}$ (abgeleitet aus Abb. 7a II). Die verwendeten Indizes „nn“ und „vn“ (nach FELDTEKELER [12]) deuten auf die Worte „nach der Nachwirkung“ (d.h. unrelaxiert) und „nach der Nachwirkung“ (d.h. relaxiert) hin

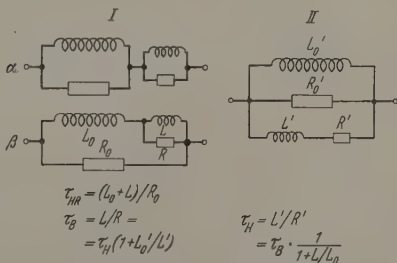


Abb. 7c. Äquivalente Ersatzschaltbilder für die beiden Zerlegungsmöglichkeiten I und II in Abb. 7b. I entspricht direkt der Abb. 7b I und ist nur sinnvoll, wenn $\tau_B \gg \tau_{HR}$ ist. II ist physikalisch sinnvoll und gilt auch, wenn $\tau_B \gg \tau_{HR}$ nicht erfüllt ist

Ortskurven-Nachwirkungsstelle, wie man sie bei Streuung der Zeitkonstanten an Stelle des in Abb. 7b gezeichneten Nachwirkungshalbkreises erhält, bei Inversion von der $\bar{\mu}$ - in die $1/\bar{\mu}$ -Ebene unsymmetrisch wird, oder gar an die Parallele zur reellen Achse, die bei unbegrenzter Streuung auftritt und die ebenfalls nur in einer der beiden Darstellungsarten eine Parallele zur reellen $\bar{\mu}$ -Achse bzw. $1/\bar{\mu}$ -Achse sein kann.

Der Unterschied in den beiden Darstellungen von Abb. 7, die mit „I“ und „II“ bezeichnet sind, liegt also offensichtlich darin, daß bei „I“ die Induktion und bei „II“ die Feldstärke nachwirkt.

Tatsächlich gibt es nun beide Typen von Nachwirkungen. Die sog. „Jordan-Nachwirkung“, die auf nachträglich springende Blochwände als Folge thermischer Fluktuationen zurückzuführen ist, gehört zum Typ I: Die Induktion erhöht sich nachträglich, und dadurch erhält man bei tiefen Frequenzen, bei denen sich die thermischen Fluktuationen auswirken können, eine höhere Permeabilität, als wenn dieser Effekt physikalisch nicht existieren würde [2] bis [6].

Alle Diffusions-Nachwirkungen gehören aber zum 2. Typ: Die Permeabilität wird durch die der Diffusion fähigen Teilchen erniedrigt. Wird dem Material ein Induktionssprung aufgezwungen, so entsteht infolge der Nachwirkung im ersten Moment eine größere Feldstärke, als wenn jene Teilchen nicht vorhanden wären, denn es wird ein energetisch ungünstigerer Zustand erzwungen, welcher dann mit der Zeit durch Diffusion wieder in den energetisch günstigeren übergeht. (Die praktische Verwirklichung des eingepprägten Induktionssprunges, der sich ohnedies nur in Gedanken oder näherungsweise verwirklichen läßt, ist bei unseren Betrachtungen ohne Belang.) Es relaxiert also die Feldstärke und nicht die Induktion.

Hieraus folgt, daß wir die oben besprochene Abtrennung der Nachwirkung an Hand unserer Ortskurvendarstellung von $1/\bar{\mu}$ durchführen müssen, um daran das Temperaturverhalten der Nachwirkung studieren zu können.

Meist findet man in der Literatur, daß bei solchen Untersuchungen von Frequenz- oder Temperaturgängen mit dem sehr unklaren Begriff der „Verluste“ operiert wird; dabei wird bald $\text{Im}(\bar{\mu})$, bald $\text{tg } \delta$ mit diesen „Verlusten“ identifiziert, und selbstverständlich könnte man dies dann auch mit $\text{Im}(1/\bar{\mu})$ tun. Eine Aussage dieser Art ist aber überhaupt erst bei entsprechenden äußeren Bedingungen wie $|\mathfrak{H}| = \text{const}$, $|\mathfrak{B}| \cdot |\mathfrak{H}| \cdot \sin \delta = \text{const}$, oder $|\mathfrak{B}| = \text{const}$ sinnvoll. (Man kann sich dies leicht am analogen Beispiel der äquivalenten Reihen- und Parallelschaltung klar machen.)

Lediglich für kleine Nachwirkungsanteile ist es näherungsweise gleich, ob man die Nachwirkung am Verhalten von $1/\bar{\mu}$ untersucht oder an dem von $\bar{\mu}$ oder $\text{tg } \delta$.

2.2. Durchführung der Abtrennung der Nachwirkung

Im Gegensatz zu den Permeabilitätsortskurven beim Eisen, bei denen die Restortskurven, die man nach Abtrennung der Nachwirkungen erhält, mit wachsender Frequenz zunächst senkrecht aus der μ_{LR} -Achse auslaufen und damit der Verlustwinkel linear mit der Frequenz zunimmt, ist dies bei den Ferriten nicht der Fall. Bei ihnen steigt μ_{LR} zunächst über den Niederfrequenzwert an, und der Verlustwinkel steigt in diesem Bereich, wie bereits an anderer Stelle ausführlich diskutiert wurde [2], mit höheren Potenzen als mit ω^1 an. Dementsprechend läßt sich bei der Abtrennung der überlagerten Verlustortskurve kein mathematisch exaktes Verfahren anwenden.

Für den Kern IV wurde daher die Nachwirkungsortskurve in der Darstellung des Kehrwerts $1/\bar{\mu}$ der komplexen Permeabilität nach Abb. 6 durch systematisches Probieren entsprechend dem Schema von Abb. 7b II so abgetrennt, daß

1. die Restortskurven die von den normalgesinterten Kernen her bekannte Charakteristik behalten; die weniger stark übersinterten Kerne II und III

lassen erkennen, daß die Übersinterung die Permeabilität zwar erniedrigt, aber offenbar den Charakter der Restortskurve nicht verändert);

2. die abgetrennten Nachwirkungsanteile syntetrische Ortskurven darstellen;

3. sowohl die Nachwirkungsortskurven als auch die Restortskurven sinnvolle Frequenzteilungen weisen;

4. die Bandmittenfrequenzen dieser Nachwirkungsortskurven dem bekannten Exponentialgesetz [s. weiter unten Gl. (5.1)], das sie in einem großen Temperaturbereich bestätigen, auch nach den oben Meßtemperaturen extrapoliert folgen.

Wie sich bei der praktischen Durchführung der Abtrennung zeigte, hat die Erfüllung dieser Bedingungen für die Wahl der Abtrennung nur noch einen kleinen Spielraum gelassen, so daß die Abtrennung letztlich als gut gelungen bezeichnet werden kann. Lediglich die Messung und damit die Abtrennung bei -120°C war etwas ungenau, da die Temperatur in verschiedenen Frequenzbereichen leicht differiert.

Als Ergebnis der Abtrennung erhalten wir so einmal die Schar der Restortskurven und zum anderen die Schar der Nachwirkungsortskurven.

3. Die Schar der Restortskurven

Die Restortskurven, die man aus den gemessenen Kehrwerten $1/\bar{\mu}$ der komplexen Permeabilität nach Abtrennung der Nachwirkung erhält, wurden aus Interesse einer besseren Anschaulichkeit wiederum in die $\bar{\mu}$ -Darstellung invertiert. Das Ergebnis ist in Abb. 8 dargestellt.

Ein Vergleich von Abb. 8 mit Abb. 2 zeigt, daß die Charakteristik der Ortskurven dieselbe geblieben ist. Wie im Abschnitt 2.2 schon erwähnt wurde, ist die Abtrennung bei -120°C offensichtlich nicht besonders gelungen.

Der Temperaturgang der Niederfrequenzpermeabilitäten weicht in den beiden Kurvenscharen etwas voneinander ab. Vergleicht man aber die Niederfrequenzwerte von Abb. 2 mit Abb. 5, so sieht man, daß die Sintertemperatur einen beträchtlichen Einfluß auf den Temperaturgang der Niederfrequenzpermeabilität ausübt. (Wahrscheinlich nimmt bei übersinterten Kernen die Kristallanisotropie mit wachsender Temperatur langsamer ab als bei den normalgesinterten Kernen.)

4. Die abgetrennten Nachwirkungsortskurven

Abb. 9 zeigt als Ergebnis der Abtrennung die erhaltenen Nachwirkungsortskurven. Die Form dieser Ortskurven entspricht den halbellipsenähnlichen Kurven, wie sie bei Nachwirkungen mit streuenden Zentren konstanten zu erwarten sind [13], [14], [15].

Es fällt auf, daß diese Streuung der Relaxationszeiten mit abnehmender Temperatur immer größer wird. Weiterhin sehen wir, daß die Größe des nachwirkenden Anteils mit abnehmender Temperatur größer wird. Auch die mittlere Relaxationsfrequenz verschiebt sich mit der Temperatur. Die Schar der Ortskurven in Abb. 9 ist also durch drei Größen charakterisiert:

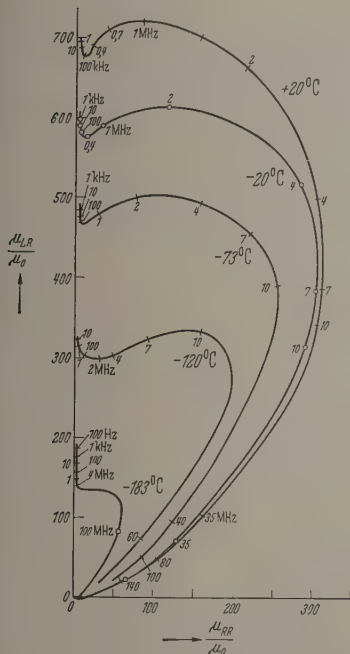
1. die mittlere Relaxationsfrequenz $\omega_m = 1/\tau_m$,
2. die Streuung der Relaxationszeitkonstanten σ ,
3. den Betrag des relaxierenden Anteils ($1/\mu_L$).

Die Bestimmung der Ortskurven durch diese drei Größen ist eindeutig und vollständig.

In den folgenden Abschnitten werden wir uns nun mit dem Temperaturverhalten dieser drei Größen zuwenden, um dadurch den Weg zu den physikalischen Größen zu finden, welche für die Nachwirkung verantwortlich sind.

Temperaturgang der mittleren Relaxationszeiten

Aus der Darstellung der abgetrennten Wijn-Nachwirkung nach Abb. 9 wurden die Mittenfrequenzen f_m , bei denen die Verlustkomponenten jeweils ihr Maximum haben, entnommen.



8. Restortskurve für Ni-Zn-Ferrit (Kern IV) nach Abtrennung der Elektronendiffusions-Nachwirkung

Diese Werte wurden in Abb. 10 über dem Kehrwert der absoluten Temperatur für die drei übersinteren Kerne II, III und IV aufgetragen. Für den Kern IV ist außer der Größe f_m auch noch der Streubereich der Werte f_{rel} eingetragen, der uns in Abschnitt 6 noch interessieren wird.

Zufolge der allgemeinen Gesetzmäßigkeit für Relaxationsvorgänge

$$\tau_m = \tau_{\infty} e^{E_A/kT} = \tau_{\infty} e^{\Theta/T} \quad (5.1)$$

$$\tau_m = 1/\omega_m = 1/2\pi f_m,$$

E_A = Aktivierungsenergie,

Θ = Aktivierungstemperatur,

τ_{∞} = Grenzzzeitkonstante für $T \rightarrow \infty$,

k = Boltzmann-Konstante

Die Frequenzen f_m , bei denen $1/\mu_{RP}$ jeweils sein Maximum hat, auf Geraden von der Form

$$\ln \frac{f_{m1}}{f_{m2}} = -\Theta \cdot \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right). \quad (5.2)$$

Tabelle 1

	Kern II *	Kern III *	Kern IV	
	$T_{sint} = 1250^\circ \text{C}$	$T_{sint} = 1800^\circ \text{C}$	$T_{sint} = 1350^\circ \text{C}$	
E_A	0,18	0,14	0,09	eV
Θ	2150	1840	1080	°K
τ_{∞}	$0,37 \cdot 10^{-9}$	$0,35 \cdot 10^{-9}$	$0,85 \cdot 10^{-9}$	sec

Nach Gl. (5.1) und (5.2) lassen sich aus Abb. 10 die Größen E_A , Θ und τ_{∞} bestimmen. Ihre Zahlenwerte sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Aus Gl. (2.1) sehen wir übrigens, daß man wegen des unten in Abschnitt 7 besprochenen Temperaturanges von $(1/\mu)_{Ln}/(1/\mu)_{nn}$ zu große Aktivierungsenergien erhält, wenn man fälschlicherweise die Werte von f_m aus der Schar der $\bar{\mu}$ -Ortskurven anstatt aus derjenigen der $1/\bar{\mu}$ -Ortskurven entnommen hätte. Dies ließ sich auch praktisch aus den gemessenen Kurven bestätigen. Die Werte von E_A , die man aus den Maxima der Verlustfaktoren $\tan \delta$ bestimmt hätte, würden etwa dazwischen liegen.

Eine Theorie für die Abhängigkeit der Elektronendiffusions-Nachwirkung vom Grade der Übersinterung hat v. KIENLIN [11] angegeben. Die Nachwirkung selbst wird durch die Annahme einer anisotropen Verteilung der 2- und 3-wertigen Fe-Ionen erklärt, ähnlich wie sie beim Magnetit oberhalb -159°C vermutet wird und unterhalb -159°C in sehr viel stabilisierterer Form nachgewiesen werden konnte [7], [16], [17]. v. KIENLIN deutet die Abhängigkeit der Aktivierungsenergie von der Sinter-temperatur und damit von der Zahl der Sauerstofffehlstellen durch das Vorhandensein von drei verschiedenen Diffusionstypen mit unterschiedlichen Aktivierungsenergien. Die in Tabelle 1 angegebenen Werte bestätigen im großen und ganzen seine Theorie.

Es muß nun noch bedacht werden, daß die angegebenen Werte der Aktivierungsenergien nur die mittleren Werte des beispielsweise in Abb. 10 eingezeichneten Streubereichs darstellen. Immerhin wäre denkbar, daß E_A selbst eine gewisse Temperaturabhängigkeit zeigen würde, etwa infolge des später

* Infolge der Verschiebung der Relaxation zu sehr tiefen Frequenzen bei den weniger stark übersinteren Kernen sind die angegebenen Werte für die Proben II und III nicht so zuverlässig wie die für den Kern IV.

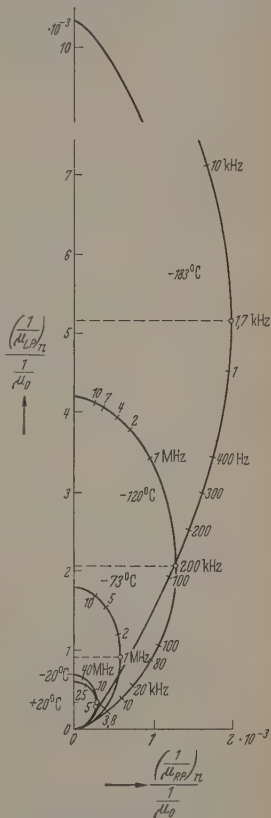


Abb. 9. Abgetrennte Elektronendiffusions-Nachwirkung

noch erwähnten „Einfrierens“ des Ordnungszustandes der 2- und 3-wertigen Eisen-Ionen.

Wie bei früheren Messungen an anderen Ferritsorten hat sich jedoch auch hier $\ln \tau_m = f(1/T)$ als eine Gerade ergeben. Man kann nun mit Hilfe von Gl. (5.1) und (5.2) zeigen, daß eine Temperaturabhängigkeit von E_A unter diesen Umständen nur möglich wäre, wenn E_A proportional mit der Temperatur zunehmen würde, oder wenn τ_∞ ebenfalls eine Temperaturabhängigkeit besitzen würde, die in ganz bestimmter Beziehung zu $E_A(T)$ stehen müßte. Im ersten Falle wäre der wirkliche Wert von τ_∞ , der eine Funktion der Diffusionslänge und der Diffusionsgeschwindigkeit ist, zwar temperaturunabhängig, aber

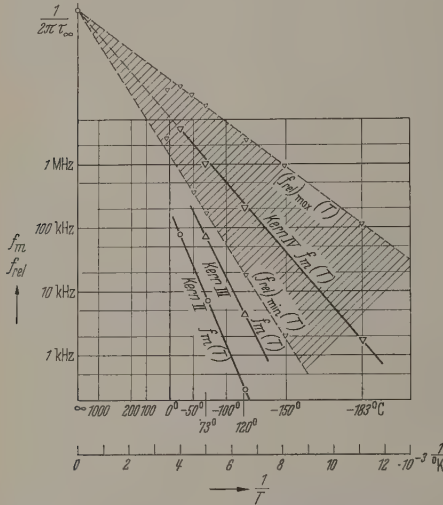


Abb. 10. Temperaturgang der mittleren Relaxationsfrequenz f_m sowie Streubereich der Relaxationsfrequenz f_{rel} für den höchstgesinterten Kern IV

kleiner als der aus der extrapolierten Geraden in Abb. 10 bestimmte Wert. Der zweite Fall ist im Hinblick auf die Eigenart der daraus geforderten temperaturabhängigen Beziehung zwischen E_A und τ_∞ sehr unwahrscheinlich¹.

Extrapoliert man in Abb. 10 die Geraden auch für den Kern II und für den Kern III bis zum Wert $1/T=0$, so sieht man, daß die Grenzwerte τ_∞ , die auch in obige Tabelle eingetragen sind, wegen des Überschneidens der Geraden bei den weniger stark übersinterten Kernen kleiner als bei dem am stärksten übersinterten Kern IV sind¹. v. KIENLIN [11] erklärt dies damit, daß wegen des geringeren Abstandes der Sauerstoffstellen bei den stärker gesinterten Kernen auch Diffusionssprünge in benachbarte Fehlstellen vorkommen, während bei den schwach gesinterten Kernen solche Sprünge wegen der großen Entfernungen nicht stattfinden, sondern nur Sprünge zwischen Fe-Ionen, die von derselben Fehlstelle gleich weit entfernt sind. Im Durchschnitt legen die diffundierenden Elektronen also bei den weniger stark über-

¹ KRUPÍČKA [Czech. J. Phys. 7, 769 (1957)] gibt eine einfache temperaturunabhängige Beziehung zwischen E_A und τ_∞ an, welche in Übereinstimmung mit den Messungen von v. KIENLIN [11] bedeutet, daß sich die Aktivierungsgeraden für verschieden gesinterte Exemplare einer nämlichen Ferritsorte in einem Punkte $T>0$ schneiden müssen. Die vorliegenden Messungen schließen im Rahmen der Meß- und Auswertgenauigkeit eine solche Vermutung nicht aus.

sinterten Kernen kleinere Wegstrecken zurück, und damit wird τ_∞ kleiner. Wegen der Vielfalt der Größen, die diesen Durchschnittswert bestimmen (unterschiedliche Diffusionslängen, verschiedene Aktivierungsenergien), ist die Abhängigkeit von τ_∞ von der Sintertemperatur komplizierter Art.

E_A ist für die weniger stark übersinterten Kerne wegen des im Mittel größeren Zusatzpotentials Wertigkeitselektronen als Folge der größeren Abstände der Fehlstellen größer als bei den stark übersinterten Kernen.

Der folgende Abschnitt wird uns zu der Frage der Temperaturabhängigkeit von E_A noch weitere Aufklärung bringen.

6. Temperaturgang der Streuung der Nachwirkungszeitkonstanten

Wir haben in Abb. 9 gesehen, daß die Ortskurven bei den tieferen Temperaturen mehr und mehr vom Halbkreis abweichen, den sie darstellen müßten

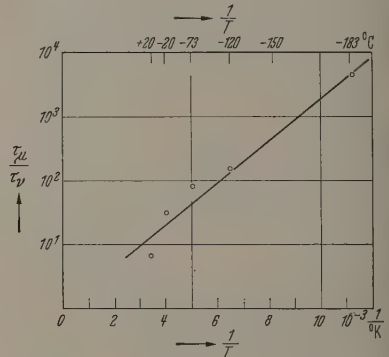


Abb. 11. Temperaturgang der Streuung der Nachwirkungszeitkonstanten

wenn nur eine Zeitkonstante den Nachwirkungs-effekt bestimmen würde. Die Streuung der Zeitkonstanten würde sich physikalisch nach der obengenannten Theorie aus der Existenz der verschiedenen Diffusionstypen erklären lassen.

In grober Näherung sei diese Streuung als Rechteckverteilung der Häufigkeit der Aktivierungsenergie von $E_A - \Delta E_A$ bis $E_A + \Delta E_A$ angenommen. Dann erhält man aus Gl. (5.1)

$$\tau_\mu = \tau_\infty \exp\left(\frac{E_A + \Delta E_A}{kT}\right),$$

$$\tau_v = \tau_\infty \exp\left(\frac{E_A - \Delta E_A}{kT}\right)$$

und hieraus

$$\frac{\tau_\mu}{\tau_v} = \exp\left(\frac{2\Delta E_A}{kT}\right).$$

In der Darstellung $\ln(\tau_\mu/\tau_v) = f(1/T)$ muß sich also für $\Delta E_A \neq f(T)$ nach Gl. (6.3) eine Gerade ergeben, welche bei $1/T=0$ durch $\ln(\tau_\mu/\tau_v) = 1$ geht; (und zwar auch dann, wenn die Häufigkeitsverteilung nicht rechteckig ist und τ_μ und τ_v sinnvoll dementsprechend definiert sind.)

Die Zahlenwerte τ_v und τ_μ wurden nun aus Abb. 9 unter Zuhilfenahme der von FELDTEKLER für verschiedene Streuung von Zeitkonstanten errechneten Kurvenscharen [13], [14] [15] ermittelt. Abb. 11 zeigt den Temperaturgang von $\ln(\tau_\mu/\tau_v)$ für den Kern IV.

im Rahmen der erreichten Meß- und Auswertgenauigkeit findet sich die Linearität bestätigt.

Die minimalen und maximalen Zeitkonstanten τ_μ wurden auch in Abb. 10 eingezeichnet. Daß die Grenzlinien des Streubereichs praktisch linear auf $1/T=0$ zusammenlaufen, ist gleichwertig mit dem in Abb. 11 gefundenen Ergebnis der Linearität.

E_A ist also offensichtlich temperaturunabhängig. Gemäßig bestimmt man nach Gl. (6.3) bei -183°C den Wert $\Delta E_A = 0,033\text{ eV}$, was wegen der Linearität des Schneidens der Grenzgeraden in Abb. 10 im Punkt $1/T=0$ mit den Zahlenwerten gleich ist, die bei anderen Temperaturen ermittelt hätte. ΔE_A ist gleichzeitig der Wert, der den Neigungen der Grenzgeraden entspricht.

Die beobachtete Temperatur-Unabhängigkeit von E_A legt nahe, daß auch E_A selbst temperaturunabhängig ist, wie wir in Abschnitt 6 vermutet haben.

7. Temperaturgang des relaxierenden Nachwirkungsanteils

Aus der abgetrennten Wijnschen Nachwirkung in Abb. 9 wurde ferner der Temperaturgang des wirkenden Anteils $(1/\mu)_{Ln}$ der reziproken Permeabilität ermittelt und in Abb. 12 dargestellt.

Für die bekannte Richternachwirkung, die auf die Diffusion von C-Atomen im α -Eisen zurückzuführen ist, hat NÉEL [18] eine Theorie aufgestellt, die als Grundlage für einen Vergleich mit der hier beobachteten Elektronendiffusion dienen kann. Diese Néel'sche Theorie wurde von SCHREIBER [12] besprochen. Es soll deshalb hier nicht im einzelnen wiederholt werden; vielmehr werden nur der grundsätzliche Gesetzmäßigkeit und die für unsere Betrachtungen wesentlichen Ergebnisse unter Verwendung der Schreibweisen Bezeichnungen angeführt werden.

Für den Transport eines C-Atoms von einer langen zu einer kurzen Gitterkante ist eine zusätzliche Energie E_N als Folge der Kristallanisotropie notwendig. Ist also die Energiedifferenz zwischen der Anfangs- und Endlage des diffundierenden Teilchens und wird die Nachwirkung mit „elementarer Nachwirkungsenergie“ bezeichnet. Die Aktivierungsenergie E_A ist in dieser Betrachtung das Energiegebirge, das überbritten werden muß, um von der einen Lage in die andere zu gelangen.

Die Zahl der diffundierenden Atome ist durch ein thermodynamisches Gleichgewicht gegeben, und die Theorie liefert für die Energiedichte ε_N , deren Umsetzung in Wärme an jeder Stelle x einer sich bewegendem Bloch-Wand zur Zeit t noch bevorsteht, einen Wert:

$$\varepsilon_N(x, t) = \varepsilon_{N_0} \cdot e^{-t/\tau} \cdot f(x). \quad (7.1)$$

Es sei nach SCHREIBER [12]

$$\varepsilon_{N_0} = \frac{E_N^3 \cdot n_0}{a \cdot k T} \quad (7.2)$$

n_0 = Gesamtzahl der diffundierenden Atome,

E_N = Energiedifferenz zwischen der Anfangs- und Endlage,

k = Boltzmann-Konstante,

T = absolute Temperatur,

I_s = Sättigungsmagnetisierung,

a = Zahlenfaktor entsprechend der Zahl der Freiheitsgrade.

Die Integration von $\varepsilon_N(x, t)$ über die gesamte Bloch-Wand unter Verwendung der entsprechenden Funktionen $f(x)$, welche ein Ausdruck für die Spinrichtungsdrehung in den beiden Bloch-Wandtypen (90° - und 180° -Wand) sind, ergibt die für eine bestimmte Bloch-Wandauslenkung x_1 erforderliche Zusatzenergie $e(x_1)$. Aus der Beziehung zwischen Feldstärke und Auslenkungsenergie

$$H = \frac{1}{I_s} \cdot \frac{\partial e}{\partial x_1} \quad \text{für } 90^\circ\text{-Wand}, \quad (7.3)$$

$$H = \frac{1}{2I_s} \cdot \frac{\partial e}{\partial x_1} \quad \text{für } 180^\circ\text{-Wand} \quad (7.4)$$

erhält man für die zusätzlich aufzubringende Feldstärke bei kleinen Wandauslenkungen

$$H(x_1) = \frac{\varepsilon_{N_0}}{I_s} \cdot \frac{2x_1}{3d} \quad \text{für } 90^\circ\text{- und für } 180^\circ\text{-Wände} \quad (7.5)$$

(d ist eine Normierungslänge; die Dicke der Bloch-Wand beträgt etwa $10d$).

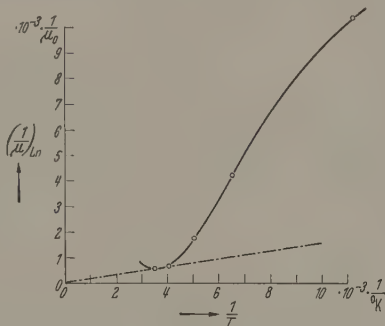


Abb. 12. Temperaturgang des Nachwirkungsanteils

Der in Gl. (7.5) dargestellte Wert entspricht, da

$$B \sim x_1 I_s \quad (7.6)$$

einer zusätzlichen Permeabilität von

$$\left(\frac{1}{\mu}\right)_{Ln} = \frac{H(x_1)}{B(x_1)} = c \frac{\varepsilon_{N_0}}{I_s^2} \quad (7.7)$$

(c ist eine Konstante, welche der mittleren Größe der Weißschen Bezirke proportional und der mittleren Wanddicke umgekehrt proportional ist),

d.h. also mit Gl. (7.2):

$$\left(\frac{1}{\mu}\right)_{Ln} \sim \frac{E_N^3 \cdot n_0}{I_s^2 \cdot k T}. \quad (7.8)$$

Prinzipiell dürften dieselben Zusammenhänge auch für die Diffusion der Elektronen bei der Wijnschen Nachwirkung gelten. Auch hier ist eine zusätzliche Energie E_N für jedes am einsetzenden Diffusionsvorgang beteiligte Elektron aufzubringen, und auch hier steht der Ordnung des Diffusionsvorganges die thermische Unordnung kT entgegen.

Auch für Drehprozesse an Stelle von Bloch-Wandverschiebungen würde die Proportionalität

$$\left(\frac{1}{\mu}\right)_{Ln} \sim \frac{E_N^3}{I_s^2 \cdot k T}, \quad (7.9)$$

auf die es uns hier allein ankommt, erhalten bleiben, wenn gleich die Proportionalitätskonstanten verschieden werden.

Wir wollen nun den in Abb. 12 ermittelten Temperaturgang von $(1/\mu)_{Ln}$ mit Gl. (7.9) vergleichen: Wenn in Gl. (7.9) I_s und E_N temperaturunabhängig wären, so müßte sich in Abb. 12 für die Funktion $(1/\mu)_{Ln} = f(1/T)$ eine Gerade durch den Nullpunkt ergeben. Nun nimmt aber die Sättigungsmagnetisierung I_s mit Annäherung an die Curie-Temperatur stetig ab. Dies erklärt, warum in Abb. 12 bei hohen Temperaturen die Werte von $(1/\mu)_{Ln}$ über jene strichpunktiert eingezeichnete Gerade ansteigen. Unabhängig von diesem Verhalten bei den ganz hohen Temperaturen fällt aber auf, daß auch bei sehr tiefen Temperaturen die Meßpunkte über einer solchen gedachten Geraden liegen. Diese Abweichung übersteigt mit Sicherheit die Meß- und Auswertefehler und legt die Vermutung nahe, daß auch E_N eine Temperaturabhängigkeit aufweist, in dem Sinne, daß E_N mit abnehmender Temperatur zunimmt (was natürlich nichts damit zu tun hat, daß sich in Abschnitt 6 die Größe E_A offenbar als temperaturunabhängig ergeben hat).

8. Diskussion

Die Annahme, daß es sich bei der beobachteten Nachwirkung um einen Diffusionsvorgang von Elektronen zwischen 2- und 3-wertigen Fe-Ionen handelt, wurde durch die Übereinstimmung der gemachten Beobachtungen mit früheren Messungen und veröffentlichten Theorien bestärkt. Insbesondere weisen die gefundenen Werte für die Aktivierungsenergie E_A auf diese Tatsache hin.

Auch auf Grund von Messungen anderer Größen als der Anfangspermeabilität wird in der Literatur vielfach die Annahme von Elektronendiffusionen zwischen 2- und 3-wertigen Fe-Ionen in Ferriten ausgesprochen.

SMIT und WIJN [10] bestimmen aus Messungen der Gleichstromleitfähigkeit übersinterteter Ni-Zn-Ferrite Aktivierungsenergien von 0,1 bis 0,4 eV, wobei der kleinere Wert erwartungsgemäß dem Ferrit mit dem größeren Gehalt an 2-wertigen Fe-Ionen entspricht.

V. D. BURGT [19] hat an gleichen Kernen Diffusionsverluste bei magnetischen Resonanzen festgestellt und daraus Aktivierungsenergien von etwa 0,4 eV errechnet.

GIBBONS [20] berichtet über akustische Relaxationen an Ni-Fe-Ferriten und an Magnetit, die er ebenfalls auf Verteilungsänderungen der 2- und 3-wertigen Fe-Ionen zurückführt.

GALT und seine Mitarbeiter [21], [22] untersuchten bei 24 GHz an Ni-Fe-Ferrit-Einkristallen mit starkem Gehalt an Fe^{++} -Ionen die Spinresonanz im magnetischen Gleichfeld, sowie die Bloch-Wandgeschwindigkeiten im Impulsversuch. Sie kamen zu dem Schluß, daß in beiden Fällen der wesentliche Teil der Verluste auf Elektronendiffusion zurückzuführen ist, und errechneten auf dieser Grundlage die Aktivierungsenergie, die sich bei der Spinresonanz zu 0,22 eV und bei der Bloch-Wanddämpfung zu 0,055 eV ergab. Der etwas kleine letztgenannte Wert könnte auf eine unzureichende Berücksichtigung der stets vorhandenen Hauptrelaxationsverluste zurückzuführen sein; das sind die Verluste, die in der vorliegenden Arbeit den „Restortskurven“ entsprechen. Die Beziehung dieser Hauptrelaxationsverluste zur Dämpfung der gyro-

magnetischen Resonanz ist noch weitgehend ungeklärt (s. [2]).

An den gleichen Materialien, wie GALT sie untersuchte, haben FINE und KENNEY [23] mechanische Relaxationen bei sehr tiefen Temperaturen festgesetzt. Als Ursache vermuten sie dieselbe Elektronendiffusion, wie sie von GALT ausgesprochen wurde.

HEISTER [24] beobachtete an Mn-Zn-Ferriten Desakkomodation, die durch die Sintertemperatur beeinflusst werden kann. Auch er schreibt sie der gleichzeitigen Anwesenheit von 2- und 3-wertigen Fe-Ionen im Material zu. Seine großen Relaxationszeitkonstanten von der Größenordnung mehr Minuten bei Raumtemperatur weisen jedoch dahin, daß es sich nicht um genau denselben Mechanismus einer Elektronendiffusion handeln kann, wie in der vorliegenden Arbeit beschrieben wurde.

Die vorgelegten Untersuchungen haben gezeigt, daß die Elektronendiffusion einen sehr großen Anteil der Verluste bei den Magnetisierungsvorgängen machen kann. Sie kann jedoch nicht allein für die Verluste verantwortlich gemacht werden.

Die Temperaturgänge der Aktivierungsenergien und Nachwirkungsenergie lassen vermuten, daß die Diffusion vermutlich durch eine Nahordnung („short range order“) der 2- und 3-wertigen Eisen-Ionen bestimmt ist, wobei sich der Ordnungszustand bei tiefen Temperaturen zu stabilisieren scheint. V. KIENLIN [25] hat darüber berichtet, daß überstöchiometrische Ni_{0.8}Zn_{0.2}Ferro-Ferrite mit Metallfehlstellen im Gitter auch den bei Perminvar-Ferriten meist üblichen Co-Gehalt bei Zimmertemperatur Perminvareigenschaft zeigen können. Möglicherweise führt die Anwesenheit von Sauerstoff-Fehlstellen im Ni-Zn-Ferrit zu ähnlichen Erscheinungen in einem tieferen Temperaturbereich. Mit anderen Worten, es wäre denkbar, daß die erwähnte Stabilisierung der Nachwirkungsenergie zu einem Perminvarverhalten bei Temperaturen unter -200°C führen könnte, vorausgesetzt, daß andere Größen, wie etwa die zunehmende Kristallanisotropie dies verhindern. Zur weiteren Klärung dieser Frage wären Untersuchungen der Hysteresis übersinterteter Ni-Zn-Ferrite von Interesse.

Zusammenfassung

An einer Serie hochpermeabler Ni-Zn-Ferrite wurde in zunehmendem Maße übersintert, was zu einer Ortskurve der komplexen Permeabilität zwischen -183°C und +60°C gemessen. Besonders bei tiefen Temperaturen zeigt sich Elektronendiffusions-Nachwirkung, und zwar um so stärker, je höher die Sintertemperatur liegt.

An einem Beispiel wird die Nachwirkung von der Ortskurve abgetrennt. Es wird gezeigt, daß die Darstellung des Kehrwerts $1/\mu$ der komplexen Permeabilität durchgeführt werden muß, da die Nachwirkung eine Nachwirkung der Feldstärke, nicht der Induktion ist.

Aus der abgetrennten Nachwirkung werden die Temperaturgänge des Nachwirkungsanteils, der relativen Relaxationszeitkonstanten und der Zeitstanzentreuung gewonnen und hieraus das Temperaturverhalten der Aktivierungsenergie und der Nachwirkungsenergie diskutiert. Bei sehr tiefen Tem-

findet vermutlich eine allmähliche Stabilisierung des Nahordnungszustandes der 2- und 3-wertigen Fe-Ionen statt.

Herrn Professor Dr. Dr. FELDTKELLER möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für deren Förderung herzlich danken. Außerdem sei der Studientag des Deutschen Volkes und der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die durch ihre großzügige Unterstützung die Durchführung der Arbeit ermöglicht haben, Dank gesagt. Ich danke auch der Firma H. & H. Halske für die Herstellung und freundliche Unterstützung der Ferritkerne.

Literatur: [1] KÖHLER, D.: Relaxationseffekte der Anisotropie von Ferriten. Diss. Technische Hochschule Stuttgart 1958. — [2] KÖHLER, D.: Der Frequenzverlauf der komplexen Permeabilität hochpermeabler Ferrite. A.E.U. 13, 1 (1959). — [3] JORDAN, H.: Z. Naturforsch. 1, 7 (1924). — [4] NÉEL, L.: J. Phys. Radium 11, 49 (1950). — [5] FELDTKELLER, R., u. G. SORGER: Z. Naturforsch. 6, 390 (1954). — [6] FELDTKELLER, R.: Z. Naturforsch. 6, 390 (1954). — [7] SNOEK, J.L.: New Developments in

Ferromagnetic Materials. New York u. Amsterdam: Elsevier Publ. Comp. 1947. — [8] WIJN, H.P.J., and VAN DER HEIDE, H.: Rev. Mod. Phys. 25, 98 (1953). — [9] WIJN, H.P.J.: Dissertation, Rijksuniversiteit Leiden 1953. Separaat 2092 N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken Eindhoven (Holland). — [10] SMIT, J., and H.P.J. WIJN: Adv. Electronics and Electron Physics 6, 69 (1954). — [11] KIENLIN, A. v.: Z. angew. Phys. 9, 245 (1957). — [12] SCHREIBER, F.: Z. angew. Phys. 9, 203 (1957). — [13] FELDTKELLER, R.: Spulen und Übertrager, 2. Aufl., Teil I. Stuttgart: S. Hirzel 1949. — [14] FELDTKELLER, R., u. H. HETTICH: Z. angew. Phys. 2, 494 (1950). — [15] FELDTKELLER, R., u. G. SORGER: A.E.U. 7, 79 (1953). — [16] VERWEY, E.J.W.: Nature, Lond. 144, 327 (1939). — [17] VERWEY, E.J.W., u. P.W. HAAYMAN: Physica, Haag 8, 979 (1941). — [18] NÉEL, L.: J. Phys. Radium 5, 249 (1952). — [19] BURGT, C.M. v. d.: Proc. Inst. Electr. Engrs. B 104, 214 (1957). — [20] GIBBONS, D.F.: J. Appl. Phys. 28, 810 (1957). — [21] GALT, J.K., W.A. YAGER and F.R. MERRIT: Phys. Rev. 9, 1119 (1954). — [22] GALT, J.K.: Proc. Inst. Electr. Engrs. B 104, 189 (1957). — [23] FINE, M.E., and N.T. KENNEY: Phys. Rev. 96, 1487 (1954). — [24] HEISTER, W.: Techn. Mitt. Krupp 15, 130 (1957). — [25] KIENLIN, A. v.: Z. angew. Phys. 10, 167 (1958).

Dr. DANKEWART KÖHLER,
Institut für Nachrichtentechnik
der Technischen Hochschule Stuttgart

Über die Abhängigkeit der statischen Durchbruchsspannung vom Kathodenmaterial (Wasserstoff; $p \approx 500$ Torr, $d = 1$ cm)

Von HEINZ MIELKE

Mit 2 Textabbildungen

(Eingegangen am 15. Dezember 1958)

I. Einleitung

Es wurden in unserem Institut Untersuchungen durchgeführt, um die Frage zu klären, nach welchen Gesetzmäßigkeiten sich bei der statischen Durchbruchsspannung U_D der zeitliche Stromanstieg vom einer einzelnen Primärlawine bis zum eigentlichen Durchschlag entwickelt. Die Messungen, die in Wasserstoff und Sauerstoff durchgeführt wurden, zeigten [1], [2], daß der Stromanstieg zunächst in der Folge von Lawinengenerationen anwächst. Nach einer gewissen Zeit, die jeweils von den Entladungsbedingungen abhängt, bewirkt die Raumladung der akkumulierten, positiven Ionen einen merklich schnelleren Stromanstieg, der in den eigentlichen Durchschlag überleitet. Weiterhin zeigten die Messungen, daß in Wasserstoff bei $p d \approx 500$ Torr · cm ($p \approx 23$ V/Torr · cm) die Nachlieferung der Sekundärelektronen an der Kathode fast ausschließlich durch den Sekundärelektroneneffekt erfolgt (γ_p -Nachlieferung), wenn man also eine nicht ausgeheizte, polierte Messingkathode benutzt.

Im Zusammenhang mit diesen Messungen wurden auch Versuche angestellt, durch Veränderung des Kathodenmaterials, bzw. des Zustandes der Kathodenoberfläche die Sekundärelektronenausbeute γ_p so stark zu erhöhen, daß auch bei höheren $p d$ -Werten wegen der Durchschlagsbedingung $\gamma_p \exp(\alpha d) = 1$ eine meß- und reproduzierbare Änderung der Durchbruchsspannung U_D eintritt. Dieser Effekt ist bei kleineren $p d$ -Werten bekannt und wurde besonders im Gebiet des Minimums eingehend untersucht [3]. Bisher war es nicht gelungen, bei höheren

$p d$ -Werten ($p d > 200$ Torr · cm) einen Einfluß des Kathodenmaterials auf die Durchbruchsspannung eindeutig nachzuweisen.

In der folgenden Arbeit werden einige Ergebnisse mitgeteilt, aus denen hervorgeht, daß man in Wasserstoff bei $p d \approx 500$ Torr · cm noch sicher eine solche Abhängigkeit zeigen kann.

II. Apparatur

Die Entladungsstrecke bestand aus zwei ebenen, parallelen Metallelektroden mit einem 120°-Rogowski-Profil. Der Durchmesser der Elektroden betrug 6 cm, der Abstand $d = (1,000 \pm 0,002)$ cm. Die Anode war aus Messing gefertigt. In der Mitte der Anode befanden sich 10 Bohrungen mit einem Durchmesser von 0,1 cm, um die Kathode senkrecht von oben mit UV-Licht zur Auslösung von Primärelektronen bestrahlen zu können. Die Behandlung der Kathoden ist unten.

Die Entladungsstrecke befand sich in einem Glaszylinder mit etwa 3 Liter Inhalt, der durch eine Rotationspumpe auf besser als 10^{-2} Torr evakuiert werden konnte. Der Gaseinlaß erfolgte über Silicagel und durch eine Kühlfalle (-79°C), um schädliche Dämpfe auszufrieren. Der Druck wurde auf $\pm 0,5$ Torr genau bestimmt. Alle Druckangaben im folgenden sind auf 20°C reduziert.

III. Messung der Durchbruchsspannung

Das Prinzip der Meßanordnung zeigt Abb. 1. Ein kontinuierlich regelbares und stabilisiertes Hochspannungsgerät liefert die Gleichspannung U_1 . An

einem Spannungsteiler ($R_M:R_S=30\text{ M}\Omega:3\text{ k}\Omega$) wird ein Teil der Spannung U_1 abgegriffen, mit einem technischen Kompensator K gemessen und mit der Ursprungsspannung eines Normalelements verglichen. Der Kondensator C_2 wird durch eine Trockenbatterie B auf eine der Spannung U_1 entgegengerichtete Spannung $U_2=300\text{ V}$ aufgeladen, so daß insgesamt an der Entladungsstrecke die Spannung $U=U_1-U_2$ liegt. U_2 wird mit dem Meßinstrument M gemessen (R_2 ist der innere Widerstand von M). An der Kathode werden durch UV-Bestrahlung einige 10^3 Elektronen pro Sekunde ausgelöst. Zu Beginn einer Meßreihe wird durch Verändern von U_1 eine Spannung U etwa 10 V unterhalb der statischen Durchbruchsspannung U_D eingestellt. Folgendermaßen wird nun die Spannung U an der Entladungsstrecke erhöht und der Wert von U_D bestimmt: Öffnet man zur Zeit $t=0$ den Schalter S , dann entlädt sich der Kondensator C_2 über den Widerstand R_2 und die Spannung an der Entladungsstrecke

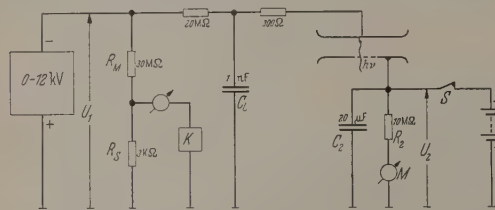


Abb. 1. Das Prinzip der Meßanordnung zur Bestimmung der statischen Durchbruchsspannung U_D

steigt mit der Zeitkonstanten R_2C_2 an. Nach 5 bis 10 sec ist die Durchbruchsspannung erreicht. Die Primärelektronen lösen eine zündende Entladung aus, die nach einigen 10^{-4} sec in eine leuchtende Glimmentladung oder in einen Funken übergeht. Die Zeit t_D vom Öffnen des Schalters $S(t=0)$ bis zum visuell beobachteten Zeitpunkt ($t=t_D$) des Auftretens des Durchschlages wird mit einer Stoppuhr auf $\pm 0,2$ sec genau gemessen. Aus den ermittelten Werten für U_1 , U_2 , t_D und R_2C_2 erhält man die Durchbruchsspannung aus der Beziehung

$$U_D = U(t_D) = U_1 - U_2 \exp(-t_D/R_2C_2). \quad (1)$$

Diese Art der Durchbruchsspannungsmessung ist gegenüber der sonst üblichen Methode, bei der die Anode auf konstantem Erdpotential liegt und U_1 variiert wird, aus folgendem Grunde vorteilhafter: Bei der üblichen Methode muß man bei der Messung von U_D die Spannung U_1 regeln (Handregler) und gleichzeitig den Verlauf am Spannungsmeißinstrument verfolgen. Dieses ist bei Verwendung eines Kompensators als Meßinstrument hinderlich, da man bei einem Kompensator den Meßwert erst ablesen kann, nachdem der Strom im Anzeigegalvanometer auf Null nachgeregelt worden ist¹. Bei der oben erläuterten Meßmethode ist dagegen U_1 praktisch als konstant anzusehen, so daß der Kompensator nur einmal eingestellt werden muß. Das bedeutet aber, daß man die Meßgenauigkeit des Kompensators wirklich ausnutzen kann. Ähnliche Betrachtungen gelten für die Bestimmung von U_2 und R_2C_2 , die ebenfalls sehr genau unabhängig vom eigentlichen Meßprozeß für die Durchbruchsspannung gemessen werden können. Weiterhin kann man die Zeit t_D so genau ermitteln, daß der Meßfehler von t_D kleiner als alle übrigen Fehler ist.

¹ Man könnte diese Schwierigkeit vermeiden, wenn man als Meßinstrument ein Drehspulgalvanometer benutzt und die Durchbruchsspannung aus dem Strom durch den Meßwiderstand R_M und dem Wert von R_M ermittelt. Jedoch ist die Meßgenauigkeit eines Drehspulgalvanometers um mindestens eine Zehnerpotenz schlechter als die eines Kompensators.

Insgesamt ergibt eine Abschätzung eine Genauigkeit für die Durchbruchsspannung von

$$U_D = \bar{U}_D (1 \pm 6 \cdot 10^{-4}).$$

Nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz folgt dann dem Meßfehler für die Spannungsmessung und Fehler für das Produkt p_d (vgl. II) für die Durchbruchsspannung schließlich eine Meßgenauigkeit

$$U_D = \bar{U}_D (1 \pm 1,5 \cdot 10^{-3}).$$

Will man jedoch bei nicht verändertem p_d nur eine kleine, relative Änderung $\Delta U_D/U_D$ für mehrere, nacheinander ermittelte U_D -Werte bestimmen, so erhält man aus der Lesegenauigkeit des Anzeigegalvanometers des Kompensators für einen eingestellten U_1 -Wert ($\pm 8 \cdot 10^{-5}$) und der Genauigkeit für die Zeitmessung t_D ($\pm 3 \cdot 10^{-3}$) einen relativen Fehler von $\pm 1 \cdot 10^{-4}$, da die übrigen Größen nach Einstellung der Apparatur sich praktisch nicht mehr verändern ($R_2C_2 = \text{const}$, $R_2C_2 = \text{const}$, $U_2 = \text{const}$).

IV. Behandlung der Kathoden

Die Abhängigkeit der Durchbruchsspannung vom Kathodenwerkstoff, bzw. vom Zustand der Kathodenoberfläche wurde in Wasserstoff mit verschiedenen Kathoden näher untersucht:

1. Cu-Kathode
2. CuJ-Kathode
3. V2A-Kathode.

Wesentlich für die Behandlung aller drei Kathoden ist, daß sie nach der technischen Bearbeitung in der gleichen Umgebung eingebaut und anschließend nicht ausgetauscht wurden.

1. Cu-Kathode

Als Ausgangsmaterial zur Herstellung der Kathode diente technisches Kupfer. Nach der mechanischen Formgebung wurde die Elektrode mit Schleifstein Nr. 600 geschliffen und elektrolytisch poliert. Vor den Messungen wurde sie vorsichtig nachgeschliffen und mit Trichloräthylen und absolutem Äther gereinigt. Anschließend wurde sie in den Rezipienten eingesetzt und für 5 bis 10 min bei 2 bis 3 T Wasserstoff mit einer Gleichstromglimmentladung (Entladestrom etwa $0,2\text{ mA}$, Cu-Kathode negativ) gereinigt.

2. CuJ-Kathode

In einem Geiger-Zählrohr kann die lichtelektrische Ausbeute beträchtlich erhöht werden, wenn man eine Kupferkathode Kupferjodid (CuJ) aufbringt. Diese Erhöhung der lichtelektrischen Ausbeute kann man dazu benutzen, um in Entladungen in verdünnten Dämpfen eine wesentliche Vergrößerung der Ausbeute an Sekundärelektronen zu erzielen durch Photoeffekt an der Kathode ausgelöst von γ -Nachlieferung [5]. In der vorliegenden Arbeit wurde die CuJ-Kathode verwendet, um in Wasserstoff die Sekundärelektronenausbeute γ_p so stark zu erhöhen, daß wegen $\gamma_p \exp(\alpha d) = 1$ auch bei hohen p_d -Werten eine meßbare Erniedrigung der Durchbruchsspannung eintritt.

Unter leichter Abänderung der in [4] beschriebenen Methode wurde die CuJ-Kathode folgendermaßen hergestellt: Eine verdünnte Lösung von Jod in Tetrachlorkohlenstoff wurde bis zum Sieden erhitzt und die gereinigte Kathode hineingehängt. Unter ständigem Sieden der Lösung schlug sich an der Cu-Kathode Kupferjodid nieder.

reich durch die lebhafte Bewegung der siedenden Lösung relativ feste und nicht abblätternde Schicht. Nach etwa 30 min war das Jod in die Lösung verbraucht. Anschließend wurde die fertige CuJ-Kathode in den Rezipienten ersetzt.

3. V2A-Kathode

Außer der CuJ-Kathode, die im Vergleich zur Kathode eine Erhöhung der γ_p -Ausbeute bewirkte, wurde eine Kathode aus rostfreiem Stahl (V2A-Stahl) präpariert, daß die Nachlieferung der Sekundärelektronen verringert wurde. Nach der mechanischen Bearbeitung (Drehen, Schleifen, Polieren) wurde die V2A-Elektrode mit Trichloräthylen und absolutem Alkohol gereinigt und in den Rezipienten eingelegt. Anschließend wurde getrocknete Luft mit einem Druck von $p = 220$ Torr ($pd = 220$ Torr · cm) durchgelassen und die Spannung an der Entladungselektrode bis zur Durchbruchsspannung erhöht ($U_D = 10$ kV, $C_L = 10$ nF). Nach etwa 1000 Durchschlägen wurde die Durchbruchsspannung in Luft auf einen um 10% höheren, konstanten Wert angestiegen. Nach anschließendem Pumpen der Apparatur wurden dann die Messungen in Wasserstoff durchgeführt.

V. Messungen

Die Messungen wurden in Wasserstoff im pd -Bereich $400 \leq pd \leq 550$ Torr · cm durchgeführt. Für den verwendeten Wasserstoff, der einer Stahlbombe entnommen wurde, gibt der Hersteller die folgenden, maximalen Anteile von Verunreinigungen an:

0,001–0,003% O_2
0,0011% C (CO_2 und Kohlenwasserstoffe, teilweise ausfrierbar)
0,1–0,2 g/m³ H_2O (ausfrierbar).

Die Reinheitsgrade von 99,75 bis 99,90% H_2 garantiert. Die Meßwerte für die Durchbruchsspannung als Funktion von pd und vom verwendeten Kathodenwerkstoff sind in der Tabelle 1 zusammengefaßt:

Tabelle 1. Die Durchbruchsspannung U_D als Funktion von pd und dem Kathodenwerkstoff in H_2

pd [Torr · cm]	U_D [V]	Kathode
400,0	9393 \pm 2	V2A Δ
440,3	10193 \pm 1	
470,0	10829 \pm 1,5	
500,8	11424 \pm 3	
546,2	12321 \pm 3	
443,5	10164 \pm 1	Cu \circ
475,0	10793 \pm 1,5	
506,1	11416 \pm 1,5	
548,8	12258 \pm 2	
432,2	9399	
473,0	10540	CuJ \square
543,8	11809	
396,1	9147	CuJ +
483,0	10728	
526,9	11444	
407,3	9253	CuJ \times
458,8	10228	
496,8	10921	
545,3	11819	

Die in Tabelle 1 aufgeführten U_D -Werte stellen den Mittelwert aus einer Meßreihe von 10 bis 15 Einzelmessungen dar. Die bei der Cu-Kathode und der V2A-Kathode angegebenen Schwankungen sind die sich aus den Einzelmessungen ergebenden, mittleren Fehler einer Messung (mittlere Streuung). Während einer solchen Meßreihe wird pd nicht verändert, so daß man für U_D einen relativen Meßfehler von $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ annehmen darf (vgl. III). Die mittleren Streuwerte liegen nahe diesem Meßfehler und zeigen, daß für diese beiden Kathoden für konstantes pd die Konstanz der Durchbruchsspannung für mehrere, aufeinanderfolgende Durchschläge sehr gut ist. Nach Abschluß der Messungen wurde die Cu-Kathode nach der oben angegebenen Vorschrift (IV, 1) noch einmal behandelt. Es ergab sich, daß die U_D -Werte für die Cu-Kathode auf ± 30 V ($\pm 3 \cdot 10^{-3}$ bei $U_D = 10$ kV)

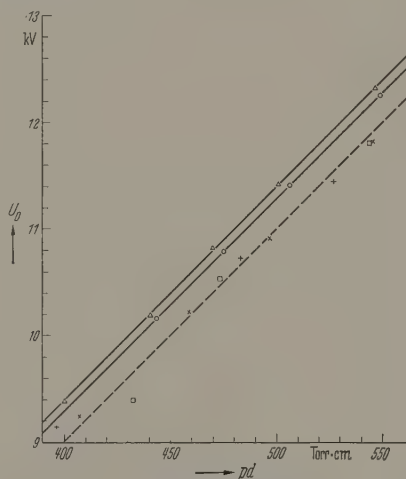


Abb. 2. Die statische Durchbruchsspannung U_D als Funktion von pd und vom Kathodenwerkstoff in H_2

reproduzierbar waren. Bei der CuJ-Kathode waren dagegen die mittleren Streuwerte größer. Bei dieser Kathode stieg U_D nach jedem Durchschlag um 2 bis 3 V an. Nach etwa 50 bis 70 Durchschlägen wurde daher die Kathode aus dem Rezipienten genommen und neu präpariert. Insgesamt wurden drei Meßreihen mit frisch präparierten CuJ-Kathoden aufgenommen (\square + \times). Die Durchbruchsspannungswerte bei $pd \approx 550$ Torr · cm sind mit frisch hergestellten Kathoden erhalten worden, während bei $pd \approx 400$ Torr · cm die U_D -Werte mit CuJ-Kathoden nach 50 bis 70 Durchschlägen gemessen wurden.

Man erhält aus Abb. 2, daß für die Cu-Kathode und für die V2A-Kathode bei festgehaltenem pd die Differenz der Durchbruchsspannungen $\Delta U_D = 110$ V = const ist. Bei einer Durchbruchsspannung $U_D = 10$ kV entspricht diese Differenz ΔU_D einer relativen Änderung $\Delta U_D/U_D = 0,011 \pm 1,1\%$. Für Cu-Kathode und für die CuJ-Kathode war ΔU_D größer. Bei einer frisch eingesetzten CuJ-Kathode konnte ein $\Delta U_D = 400$ V ($\Delta U_D/U_D = 0,04 \pm 4,0\%$ bei $U_D = 10$ kV) erzielt werden. Im Mittel betrug die Differenz $\Delta U_D = 280$ V ($\Delta U_D/U_D = 0,028 \pm 2,8\%$ bei $U_D = 10$ kV).

Aus der Durchbruchbedingung $\gamma_p \exp(\alpha d) = 1$ kann man bei bekannten α/p -Werten ([6], [7], [8]) die Sekundärelektronenausbeute γ_p bei der Durchbruchfeldstärke E_D/p für die verschiedenen Kathoden

Mg spektroskopisch nicht mehr nachweisbar [1]. Wie weit spektroskopisch nicht nachweisbare Ionen von Mg korrosionsfördernd wirken, wurde nicht untersucht. Es muß wahrscheinlich noch ein kristallographischer Effekt vorliegen, der bei Spaltkorrosion die Korrosion in Wasserdampf hindert, bei polierten Flächen fördert. Die Ausnützung dieses Effektes erfolgte schon früh [4], wobei die Auffassung vertreten wurde, auch bei polierten Flächen eine kristallographisch ausgeheilte Spaltfläche zu erzeugen, nach der Kossel-Stranskischen Theorie [5], [6] möglichst wenig aktive Ecken und Kanten nicht voll ausgebildeter Kristallebenen aufwies. Der Polierprozeß bedeutet mechanisch eine Zerstörung des Kristallgefüges, kristallographisch eine Erhöhung der Oberflächenenergie mit der damit verbundenen größeren Adsorptionsneigung für die Wassermoleküle. Der Ausheilprozeß solcher gestörter Oberflächen kann entweder aus gesättigten Lösungen durch Wasserdampfung oder durch thermische Beeinflussung bei Temperung erfolgen. Die Wasserbehandlung der Steinsalzoberflächen ist stark von der Indizierung der polierten Netzebene abhängig. Bei der Wärmebehandlung ist diese Indizierung jedoch von untergeordneter Bedeutung. Sehr schön werden diese Aufregungen durch elektronenmikroskopische Untersuchungen in Verbindung mit Elektronenbeugung bestätigt [7], [8]. Es zeigt sich, daß beim Polieren die Oberfläche des Steinsalzes in Kristallite von 50 bis 100 Å Durchmesser aufgebrochen wird, die bis zu 15° von den tieferliegenden ungestörten Schichten versetzt sind. Die dadurch entstandene große Anzahl an Ecken und Kanten, die je nach der Indizierung der polierten Fläche verschiedene Formen z.B. Pyramiden oder Dachkanten haben können, besitzen hohe Oberflächenenergie. Das Dipolmolekül Wasser kann sich anlagern und damit eine Zerstörung der Kristallstruktur hervorrufen, die verbunden ist mit der Bildung von Streuzentren für das die Fläche durchtretende Licht. Die Temperung beseitigt infolge der thermischen Beweglichkeit die Sprungstellen in der Polierstruktur und bildet eine geschlossene Oberflächenstruktur, eventuell unter Aufbau einer mikrokrystallinen Schicht aus. Das Ziel der vorliegenden Arbeit war, den Zusammenhang zwischen dem Tempervorgang und der Variation von Temperzeit und Tempertemperatur mit der Trübung der Oberfläche bei kontrollierter Wasserdampfbeflußung festzustellen. Da es sich um die Politur der Oberfläche um statistische Vorgänge handelt, war es von vorne herein klar, daß nur eine große Anzahl von Versuchen einigermaßen den Zusammenhang klären konnte. Praktisch erwiesen sich nicht zwei Flächen in ihrer Politur gleich, selbst bei peinlich auf möglichst gut reproduzierbare Versuchsbedingungen geachtet wurde.

Herstellung der Kristallflächen und Meßverfahren

Die Kristalle wurden aus NaCl p. A. nach dem bekannten Kyropoulosverfahren aus der Schmelze gewonnen, spannungsfrei mit nassem Faden je nach den gewünschten Ebenenlagen gesägt, mit Schmirgel und Brennschmelze grob geschliffen. Der Feinschliff erfolgte mit sorgfältig geschliffenen Schmirgeln und wurde die Politur mit Chromoxydgrün und reinem Ethanol. Die Politur mußte mit Gummihandschuhen und Naturseide vorgenommen werden. Mit großer

Sorgfalt vorgenommene Polituren gaben mindestens eine den besten Glaspolituren vergleichbare Güte, aber nur extrem kurze Haltbarkeit. Beim Transport zum Exsikkator sind solche Flächen meist schon trüb angelaufen. Ein stärkeres Durchpolieren auf dem mit Steinsalz schon etwas gesättigten Poliertuch aus Naturseide ergab etwas widerstandsfähigere Oberflächen, bei denen die Trübung später einsetzt. Bevorzugt wurden solche Oberflächen verarbeitet. Die Temperung erfolgte in einem kleinen Simon-Müller-Ofen mit elektronischer Temperaturregulierung. Die Aufbewahrung in einer scharf trocknenden Atmosphäre im Exsikkator war für die Messungen entscheidend. Gemessen wurde das Verhältnis der Lichtintensität vor und nach Durchgang durch die Kristallplatten in parallelem Strahlengang. Die Vermessung

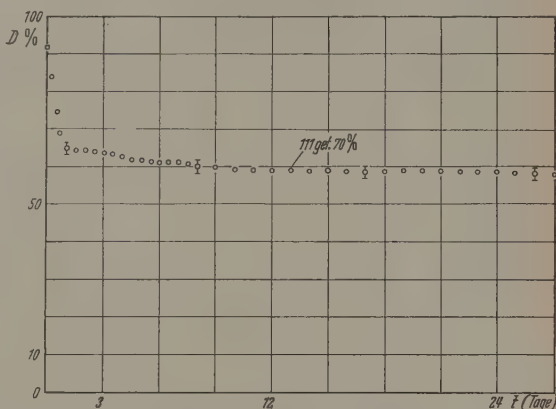


Abb. 1. Die Lichtdurchlässigkeit $D = J/J_0$ % = $f(\text{Zeit})$ an einer NaCl-Einkristallplatte der (111)-Richtung

der Streuindikatrix ist noch vorgesehen. Die Parallelität des Strahlenganges war auf 15', die Reproduktion der Kristallplattenlage auf 2' genau. Die Kristallplatte war in einem kleinen Trog von etwa 400 cm³ Inhalt mit planparallelen Glaswänden montiert. Die Feuchte in diesem Volumen wurde durch Schwefelsäure-Wasser-Gemisch hergestellt und mittels eines kleinen, reibungsfreien Haarhygrometers gemessen [9]. Die Messungen wurden an (100), (110) und (111)-Flächen von Steinsalzkristallen durchgeführt. Gemessen wurde aus praktischen Erwägungen heraus die Durchlässigkeit $D = J/J_0 \cdot 100\%$, worin J_0 die senkrecht auf die Platte einfallende und J die durchgehende Lichtintensität bedeutet. Die Messung der Intensität erfolgte in ihrem linearen Bereich mit einer Selenphotozelle.

3. Ergebnisse

Die frisch polierten Flächen der Indizierungen (100), (110) und (111) wurden bei Temperaturen bis 600°C und Zeiten von 1 und 5 Std getempert. Die Zeit von einer Stunde wurde gewählt, um die Verformung der Fläche durch die thermische Behandlung möglichst klein zu halten. Andere hier nicht weiter beschriebene Versuche zeigten, daß man mit der Temperzeit von einer Stunde in dieser Hinsicht befriedigende Ergebnisse erhalten kann. Abb. 1 zeigt als Beispiel die Lichtdurchlässigkeit in Abhängigkeit von der Einwirkzeit der feuchten Luft an einer einzelnen NaCl-Platte, die in (111)-Richtung geschnitten war. Die

möglich, da die Gefahr der Kristallzerstörung durch die Wärmespannungen entsteht.

Abb. 4 zeigt die Durchlässigkeit $D = J/J_0\%$ in Abhängigkeit von der relativen Feuchtigkeit. Als Parameter diente wieder die Einwirkzeit der feuchten Luft auf die ungetemperte bzw. getemperte Kristallplatte. Bei niedriger relativer Feuchtigkeit ist auch die Lebensdauer ungetempert polierter Steinsalzflächen gut und der Verbesserungsfaktor bei Temperung nur wenig größer als 1. Mit zunehmender relativer Feuchtigkeit nimmt die Durchlässigkeit und damit die Lebensdauer ungetempert polierter Kristallflächen stark ab und der Verbesserungsfaktor steigt bis zu Werten von 10^6 . Ein ausgezeichneter

Kristallplatte auf eine Übertemperatur von etwa $1,12^\circ\text{C}$ gehalten wurde. Im Vergleich mit den getemperten Platten ergab sich hierbei ein Verbesserungsfaktor von etwa 10^3 , der immerhin beachtlich ist, aber noch um einige Größenordnungen unterhalb der Verbesserungsfaktoren durch die Temperung liegt.

Zusammenfassung

Die Trübungsmessung bei senkrechtem Lichteinfall wird ausgenutzt, um die Widerstandsfähigkeit von polierten NaCl-Einkristallflächen gegen Wasserdampf zu untersuchen. Versuchsparameter waren die kristallographische Richtung der Flächen, Temperatur,

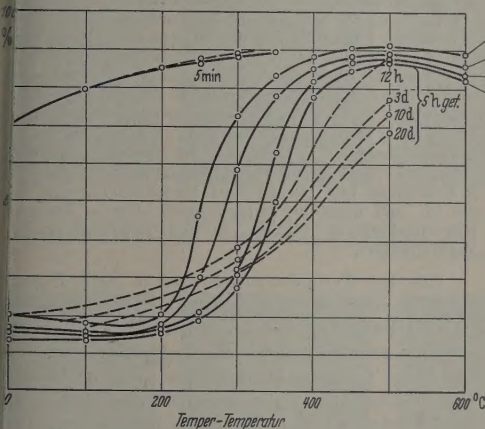


Abb. 3

Mittelwerte der Lichtdurchlässigkeit $D\% = f(\text{Temperatur})$ NaCl-Einkristallplatte, (110)-Fläche, 70% rel. Luftfeuchtigkeit. Parameter: Einwirkzeit der feuchten Luft auf die Kristallplatte

Abb. 4. Mittelwerte der Lichtdurchlässigkeit $D\% = f(\text{relative Luftfeuchtigkeit})$ NaCl-Einkristallplatte, (110)-Fläche. a Nach 5 min, b nach 12 min, c nach 3 Tagen, d nach 10 Tagen, e nach 20 Tagen. x ungetempert bei $1,12^\circ\text{C}$ Übertemperatur des Kristalles. I Getempert 1 Std bei 500°C

II ungetempert. Parameter: Einwirkzeit der feuchten Luft auf die Kristallplatte

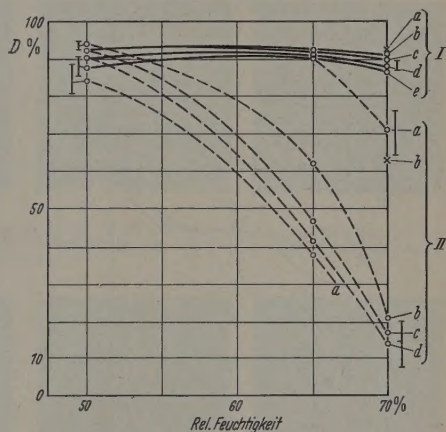


Abb. 4

scheint bei 75,5% relativer Feuchtigkeit zu liegen. Gleichgewichtswert über gesättigter Steinsalzlösung bei Zimmertemperatur. Man beachte den sehr steilen Abfall der Durchlässigkeit nach 5 min Einwirkzeit bei hoher relativer Feuchtigkeit. Bei relativen Feuchtigkeiten von 70 bis 100% werden ungetemperte Kristallplatten sofort trüb und sind nach dem Trocknen optisch völlig unbrauchbar. Eine Ausnahme davon bildet die (100)-Fläche, wie bereits oben erwähnt wurde. Dagegen verhalten sich die getemperten Kristallplatten anders. Zwar beschlagen auch die getemperten Kristallplatten sofort in der feuchten Atmosphäre. Nach dem Trocknen ist die Durchlässigkeit jedoch nur etwa 3% gesunken und die Lebensdauer nur unwesentlich verkürzt. Ohne Zweifel gewinnen polierte Steinsalzoberflächen durch die Temperung auch bei relativen Feuchtigkeiten zwischen 70 bis 100% erheblich an Widerstandskraft gegen Wasserdampf. Hinzuweisen ist noch auf die beiden x-markierten Punkte. Sie charakterisieren die Durchlässigkeit einer getemperten (100)-Kristallplatte bei 70% relativer Feuchtigkeit und 5 min bzw. 12 Std Einwirkzeit, wenn die

relative Luftfeuchtigkeit mit ihrer Einwirkzeit und die Art der Temperung mit Variation der Temperatur und Zeit. Definiert man als Lebensdauer die Einwirkungszeit der feuchten Atmosphäre zwischen der maximalen Durchlässigkeit von 92% und der von 70% und als Verbesserungsfaktor das Verhältnis der Lebensdauern mit und ohne Temperung, so erhält man durch die Temperung Verbesserungsfaktoren der Größenordnung bis zu 10^6 .

Literatur: [1] STOCKBERGER, C.: J. O. S. A. **27**, 416 (1937). — [2] HOFFMANN, A.: Anorg. Chemie 1939. — [3] ASSELMAYER, F.: Unveröffentlichte Arbeit. — [4] ASSELMAYER, F.: Diss. 1941 T.H. München und DRP 760375. — [5] KOSSEL, W.: Nachr. Ges. Wiss. Göttingen **1927**, 133. — [6] STRANSKI, W.: Z. phys. Chem., Abt. B **11**, 246 (1931). — [7] RAETHER, H.: Reichsbericht für Physik 1944. — [8] RAETHER, H.: Optik **1**, 69, 296 (1946). — [9] ASSELMAYER, F., u. H. RIEDEL: Z. angew. Phys. **10**, 460 (1958). — [10] WALTER, H.: Bisher unveröffentlichte Diplomarbeit 1955.

Prof. Dr.-Ing. FRITZ ASSELMAYER
und Dipl.-Phys. HEINRICH RIEDEL,
Physikalisches Institut Weihenstephan
der Technischen Hochschule München

Das Verhalten vereinzelter stabilisierter Blochwände bei Magnetisierungszyklen

Von A. v. KIENLIN

Mit 3 Textabbildungen

(Eingegangen am 30. Januar 1959)

Durch PIERROT [1] wurden an Nickel-Kupfer-Ferriten unetstetige Magnetisierungsänderungen bei stetiger Änderung des angelegten Feldes beobachtet. Diese Erscheinung, von PIERROT „Heuschreckeneffekt“¹ benannt, läßt sich besonders gut beobachten, wenn man die Hystereseschleife oszillographisch aufnimmt und die Spitzenfeldstärke langsam verändert.

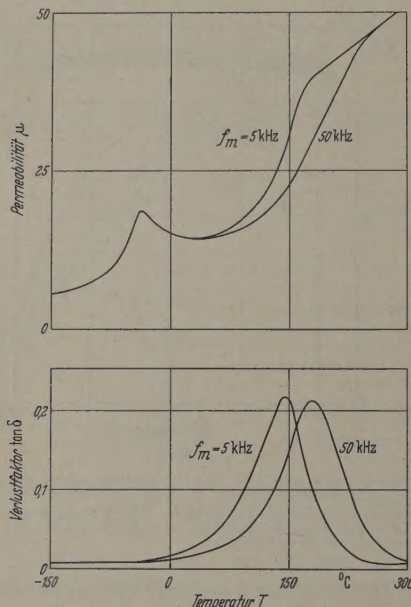


Abb. 1. Verlustfaktor $\tan \delta$ und Permeabilität μ einer Probe aus Nickel-Kupfer-Ferrit bei verschiedenen Frequenzen in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen. Spitzenfeldstärke 3 mOe; Aufheizgeschwindigkeit 2°C je min; f_m Meßfrequenz

An anderer Stelle [2] war bereits die Vermutung ausgesprochen worden, daß dieser Effekt im Zusammenhang mit dem Einfrieren einer Diffusionsnachwirkung stehen könnte. Ein von Herrn PIERROT, Societe „Lignes Telegraphiques et Telephoniques“, Paris, freundlicherweise zur Verfügung gestellter Kern aus Nickel-Kupfer-Ferrit¹, der den Heuschreckeneffekt im Bereich der Raumtemperatur aufweist, zeigt auch tatsächlich oberhalb dieses Temperaturgebietes die für eine Diffusionsnachwirkung charakteristischen frequenzabhängigen Maxima in den Temperaturkurven des Verlustfaktors $\tan \delta$ und eine Aufspaltung der Permeabilität μ nach der Frequenz (s. Abb. 1).

Extrapoliert man den zwischen 200 und 300° C liegenden Kurventeil der bei 5 kHz gemessenen $\mu(T)$ -Kurve zu tieferen Temperaturen, so trifft man die Spitze des μ -Maximums, das bei -35°C beobachtet wird. Zwischen -35 und $+200^\circ \text{C}$ findet man somit einen für Diffusionsnachwirkung typischen Permeabilitätseinbruch, wie er auch in den $\mu(T)$ -Kurven von kohlenstoffhaltigem α -Eisen auftritt. Der steile Permeabilitätsanstieg (zwischen -70 und -40°C)

auf der linken Flanke des Permeabilitätsmaximums ist allerdings nicht mit dieser Extrapolation überein. Er dürfte darauf zurückzuführen sein, daß die Diffusion, die zu μ -Einbruch führt, beim Aufheizen der Probe zunächst tiefen Temperaturen vorhandene innere Spannungen, die damit eine Permeabilitätserhöhung bewirkt. Permeabilitätsmaxima von ähnlicher Gestalt wie in Abb. 1 findet man bei den eisenreichen Manganferriten [3]. Der an diesen Ferriten beobachtete Permeabilitätseinbruch wird jedoch nicht wie dem vorliegenden Nickel-Kupfer-Ferrit (Curie-Temperatur etwa 550°C) zu höheren Temperaturen durch den frequenzabhängigen Übergang von der unrelaxierten Permeabilität die relaxierte Permeabilität begrenzt, sondern durch μ -Anstieg, der durch das Verschwinden der Kristallanisotropie in der Nähe der Curie-Temperatur bedingt ist. Wegen relativ zum μ -Einbruch niedriger Curie-Temperatur (und leicht auch wegen einer starken — den Relaxationsvor verschmierenden — Streuung der Zeitkonstanten) weisen somit an den eisenreichen Manganferriten oberhalb μ -Maximums nur Desakkomationserscheinungen beobachtet [3] und nicht bei entsprechend höheren Temperatur frequenzabhängige Maxima in den Temperaturkurven Verlustfaktors.

Aus der Temperaturlage der in Abb. 1 gezeigten δ -Maxima ergab sich für die Aktivierungsenergie des Nachwirkungsvorganges ein Betrag von 1,2 eV. Kühlt man den Kern ohne Magnetfeld von oberhalb der Curie-Temperatur auf etwa -20 bis -30°C (eine Temperatur knapp oberhalb des Permeabilitätsmaximums), so kann man beobachten, wie sich die Hystereseschleife im Zeitraum von Sekunden unter dem Einfluß eines konstanten Meßfeldes verändert. Bei Temperaturen unterhalb des Permeabilitätsmaximums werden keine Magnetfeldtemperungs-Effekte beobachtet (s. auch [4]). Im folgenden wird an kohlenstoffhaltigem Magnetit gezeigt, daß der Heuschreckeneffekt auftritt, wenn im Material vereinzelt stabilisierte Blochwände vorhanden sind.

Bekanntlich [5] weisen Perminvarwerkstoffe eine durch Tempern im Magnetfeld induzierten Reversen-Hystereseschleife im entmagnetisierten Zustand nur vereinzelt Blochwände auf, die sich in einem polykristallinen Material über die Kristallitgrenzen hinweg erstrecken können. Tempern man die entmagnetisierten Proben nachträglich ohne Magnetfeld, so kann man die vorhandenen Blochwände durch den gleichen Diffusionsvorgang stabilisieren, durch den auch der Magnetfeldtemperungs-Effekt bedingt war.

Zwei kobalthaltige Magnetit-Ringkerne (I und II) die bei langsamer feldfreier Abkühlung eine einschnürte Hystereseschleife zeigten (s. auch [6]), wurden auf solche Art behandelt (einstündige Tempern im Längs-Magnetfeld von 100 Oe, anschließendes Entmagnetisieren durch ein Längs-Wechselfeld abnehmender Amplitude, schließlich zehnstündiges Lagern alles bei 150°C).

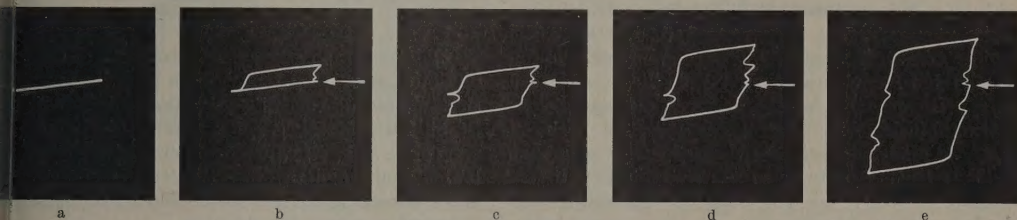
Es zeigt sich, daß bei Raumtemperatur die Hystereseschleife² dieser Kerne bei geringer Aus-

¹ Das Ferrit hat die Firmenbezeichnung Rectalite Type 4501 (FN 23) und eine Zusammensetzung von 49 Mol-% Fe_3O_4 ; 5 Mol-% CuO ; 46 Mol-% NiO .

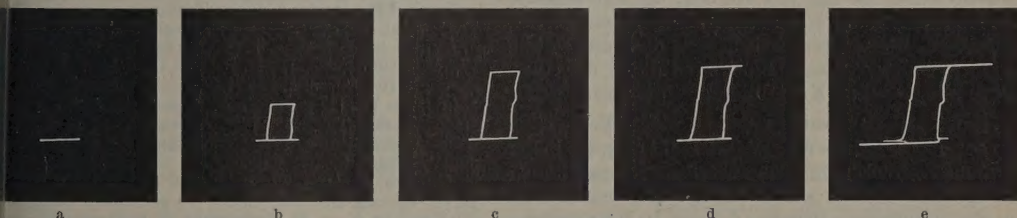
² Die Hystereseschleifen wurden oszillographisch aufgezeichnet und fotografiert. Die Belichtungsdauer betrug $1/50$ sec, die Meßfrequenz 50 Hz. Es ist somit jeweils ein Magnetisierungszyklus wiedergegeben. Bei der Messung wurde der Primärkreis (Feldwicklung) niederohmig gehalten, rasche Magnetisierungsänderungen besser in Erscheinung

Feldstärke strichförmig ist (s. Abb. 2a und 3a).
 ert man die Feldstärke über einen kritischen Be-
 g H_p , so baut sich auf diesem Strich unstetig eine
 yseffläche auf (s. Abb. 2b und 3b). Es findet
 offensichtlich ein irreversibler Blochwandsprung
 tt wobei — wegen der erwähnten großen Bloch-
 nfläche — ein großer Volumenanteil des Kerns
 der Wand überstrichen und ummagnetisiert wird.
 e Feldstärke H_p , bei der sich die Blochwand von
 stabilisierten Ausgangslage irreversibel löst,
 nkt etwas von Fall zu Fall: Bei geeignet ge-
 ter, gleichbleibender Spitzenfeldstärke wechseln
 etisierungszyklen, bei denen eine irreversible

Die in Abb. 3a—e wiedergegebenen Zyklen können durch das Vorhandensein einer einzelnen stabilisierten Blochwand gedeutet werden, die den Kern in zwei Bezirke (A und a) stark unterschiedlicher Größe teilt¹. Mit zunehmender Aussteuerung wird zunächst ein Teil des Bezirkes A überstrichen (Abb. 3b) und nach Überwinden eines Hindernisses (Absatz in der Mitte der Flanken von Zyklus 3c der gesamte Bezirk A (Abb. 3c und d). Steigert man die Spitzenfeldstärke weiter, so wird auch der relativ zu A kleine Bezirk a im Verlauf eines Zyklus ummagnetisiert (s. Abb. 3e). (Man beachte die starke Rückwirkung, die sich in der scharfen Einbuchtung im linken unteren



a—e. Magnetisierungszyklus der Ferritprobe I (Zusammensetzung: $\text{Co}_{0,005}\text{Fe}_{2,995}\text{O}_{4+\delta}$), für verschiedene Aussteuerungen wiedergegeben. Un-
 Induktionsänderungen sind durch eine Rückwirkung auf das Feld gekennzeichnet. Horizontalmaßstab: 1 mm = 1 Oe (Feld); Vertikalmaßstab:
 4 mm = 1000 Gb (Induktion); Meßtemperatur 20° C



a—e. Magnetisierungszyklus der Ferritprobe II (Zusammensetzung: $\text{Co}_{0,01}\text{Fe}_{2,99}\text{O}_{4+\delta}$) bei verschiedener Aussteuerung. Horizontalmaßstab:
 1 mm = 1 Oe; Vertikalmaßstab: 12 mm = 10000 Gb; Meßtemperatur 20° C

verschiebung stattfindet, mit Zyklen ab, bei
 n die Potentialschwelle nicht überwunden wird.
 anders augenfällig ist diese Erscheinung im Fall
 in Abb. 3b gezeigten Hystereseffläche, die, auf
 Bildschirm betrachtet, in unregelmäßiger Folge —
 ein „Chapeau claqué“ — auf- und zusammen-
 pt.

Die Magnetisierungszyklen der Kerne sind ver-
 dlicherweise stark abhängig von der Zahl und Lage
 stabilisierten Wände. So läßt die in Abb. 2 ge-
 ge Folge von Zyklen schließen, daß in dem Kern
 rere stabilisierte Blochwände vorhanden sind. Die
 elnen Sprünge, die mit zunehmender Spitzenfeld-
 ke nacheinander ablaufen (Zwischenstufen zwischen
 Teilbildern 2a, b, c und d gibt es nicht), kann man
 2 wieder (durch Pfeil gekennzeichnet). Weil die für
 einzelnen Sprünge kritische Feldstärke schwankt,
 en sich aufeinanderfolgende Magnetisierungs-
 en jedoch nicht unbedingt.

n zu lassen. Einem Magnetisierungssprung entspricht
 infolge der Rückwirkung auf den Primärkreis eine Ab-
 ung vom sinusförmigen Feldstärkeverlauf, die durch
 mehr oder weniger ausgeprägten Feldrückgang auf den
 der Hystereseschleife gekennzeichnet ist.

Teil der Schleife äußert.) Wenn man den Verlauf des
 Magnetisierungszyklus von Abb. 3e näher betrachtet,
 kann man sich klarmachen, daß sich beim Anlegen
 eines Wechselfeldes abnehmender Amplitude bei dem
 betreffenden Kern nicht ein pauschal unmagnetischer
 Zustand einstellt (vgl. auch [7]), sondern stets eine
 remanente Magnetisierung von etwa 5000 Gb. (Die
 Sättigungsmagnetisierung der Probe beträgt etwa
 6000 Gb.)

Wird die oben angegebene Wärmebehandlung am
 gleichen Kern mehrmals hintereinander auf gleiche
 Weise durchgeführt, so sind die beobachteten Magneti-
 sierungszyklen in den meisten Fällen ähnlich (z. B. in
 Form eines Zylinderhutes bei dem Kern II)². Die
 Stufen auf den Flanken der Zyklen können sich je-
 doch — im einzelnen betrachtet — unterscheiden.

An den Kernen I und II wurden vor dem Auf-
 nehmen der in den Abb. 2 und 3 wiedergegebenen
 Zyklen folgende Werte gemessen: Relative Anfangs-
 permeabilität $\mu_{aI}=10$; $\mu_{aII}=9,5$; kritische Feld-
 stärke des ersten Blochwandsprunges (Abb. 2b und 3b)
 $H_{pI}=6,5$ Oe; $H_{pII}=3$ Oe. Nach langsamer feldfreier
 Abkühlung der Proben von der Curie-Temperatur

¹ Einen näheren Aufschluß über die vorhandenen Bloch-
 wände können allerdings nur Bitterstreifenmuster geben.

² Beim Entmagnetisieren stellen sich auf Grund gleich-
 bleibender äußerer Einflüsse (Keimbildung, Kernform, Por-
 ren usw.) ähnliche Zustände ein.

(Perminvarzustand) wurde an den Proben eine Anfangspermeabilität $\mu_{aI} = \mu_{aII} = 13$ gemessen. Die Öffnungsfeldstärke der nach dieser Behandlung beobachteten eingeschnürten Hystereseschleife betrug $H_{pI} = 12$ Oe; $H_{pII} = 8$ Oe.

Der höhere Betrag der Anfangspermeabilität im Perminvarzustand dürfte auf die in diesem Zustand vorhandene größere Gesamtfläche der Blochwände zurückzuführen sein, denn bei gleichem Betrag der Blochwand-Verschiebung ist die Magnetisierungsänderung proportional der Blochwandfläche.

Will man den Unterschied der Öffnungsfeldstärke deuten, so ist zunächst zu berücksichtigen, daß verschiedene Wände unterschiedliche Sprungfeldstärken haben können. Eine 180° -Wand z. B., die Weißsche Bezirke trennt, in denen die spontane Magnetisierung parallel bzw. antiparallel zum Feld liegt, wird bei einer geringeren Feldstärke springen als eine gleichstark stabilisierte 180° -Wand, die zwischen Bezirken liegt, die eine Magnetisierungskomponente senkrecht zur Feldrichtung aufweisen. Es sind im Perminvarzustand — wegen der innerhalb der Kristallite vorhandenen Schließungsbezirke — stets verschiedenartige Blochwände miteinander verkoppelt. Die Öffnungsfeldstärke von Kernen im Perminvarzustand ist deshalb höher als die von Kernen, die nur einzelne Blochwände vom erstgenannten Typ enthalten¹. Außerdem ist zu berücksichtigen, daß die stabile Lage einer ausgedehnten Blochwand durch die Übergänge zwischen den Kristalliten gestört wird.

Es ist noch zu erwähnen, daß an Nickel-Perminvarferriten (spezifischer Widerstand $10^8 \Omega \text{ cm}$), die in der erwähnten Weise in den „Heuschreckenzustand“ übergeführt worden waren (Temperatur bei 300°C), im Frequenzbereich zwischen 0,5 und 10 MHz mehrere scharfe Maxima (Resonanzstellen) in den Frequenzkurven des Verlustfaktors beobachtet wurden. Ähn-

¹ Solche Blochwände entstehen bevorzugt beim Entmagnetisieren von Werkstoffen mit induzierter Rechteckschleife [5].

liche Maxima wurden von RABL [8] an quertemperten Perminvarferriten gefunden und beschrieben. Wenn die oben angegebene Wärmebehandlung am gleichen Kern mehrmals hintereinander durchgeführt wird, ändern sich die Zahl und Frequenzlage der Resonanzmaxima.

Die Frage ob die Zahl der Resonanzstellen mit der Zahl der vorhandenen Blochwände bzw. mit der der Weißschen Bezirke zusammenhängt, wurde nicht überprüft. Eine nähere Untersuchung von Werkstoffen mit gezeichnetem Heuschreckenzustand verspricht, neue Aufschlüsse über das Verhalten von Blochwänden zu geben.

Zusammenfassung

Bei einem spontan magnetisierten Material sind feldinduzierter Rechteckschleife im entmagnetisierten Zustand relativ wenig Blochwände vorhanden. Stabilisiert man diese Blochwände durch eine Temperung ohne Magnetfeld, so beobachtet man beim Durchlaufen von Magnetisierungszyklen einzelne besonders stark ausgeprägte, irreversible Blochwandsprünge getrennt voneinander ablaufen.

Literatur: [1] PIERROT, A.: Vortrag auf dem 1. Internationalen Symposium la Physique de l'Etat Solide et ses Applications, 1958, Paris. — [2] KIEHLIN, A. v.: Z. angew. Phys. 10, 562 (1958). — [3] GUILLAUD, C.: Proc. Inst. 1, 165 (1957). — [4] LESCROEL, Y.: V. auf dem in Lit. [1] genannten Kongreß. — ENZ, U.: Phys. Haag 24, 609 (1958). — [5] KÖSTER, W., u. A. v. KIEHLIN: Arch. Eisenhüttenw. 27, 787 (1956). — KIEHLIN, A. v.: Z. angew. Phys. 9, 631 (1957). — [6] WILLIAMS, H. J., M. GOERTZ: J. Appl. Phys. 23, 316 (1952). — [7] KIEHLIN, A. v.: Vortrag auf dem in Lit. [1] genannten Kongreß. — [8] RABL, H.: Z. angew. Phys. 11, 57 (1959).

Dr. ALBRECHT V. KIEHLIN,
Wernerwerk für Bauelemente der Siemens und Halske AG,
München 8

Buchbesprechungen

Auwärter, M.: Ergebnisse der Hochvakuumtechnik und der Physik dünner Schichten. Stuttgart: Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft 1957. 282 S. u. 209 Abb. Lw. DM 52.—.

Das mit einem Geleitwort von W. GERLACH auf den Weg geschickte Buch bringt neben einigen Übersichtsreferaten eine Sammlung interessanter Originalarbeiten aus dem Gebiet der Hochvakuumtechnik und der Physik dünner Schichten. Die Fortschritte auf beiden Gebieten sind, wie man beim Studium des Buches auf Schritt und Tritt sieht, aufs engste miteinander verknüpft. M. AUWÄRTER, einer der erfolgreichsten Pioniere dieses Gebiets, konnte 28 hervorragende Fachleute zur Mitarbeit gewinnen. Die dadurch erreichte echte Originalität der einzelnen Beiträge ist für den Leser, der tiefer in

die Materie eindringen will, von so großem Wert, daß er gewisse Konzessionen an die Systematik der Darstellung macht. So sind kleinere Überschneidungen in keiner von Nachteil. Aus dem reichen Inhalt seien als Beispiele den weit gespannten Themenkreis wenigstens einige Worte genannt: Probleme des Aufdampfens und der Vakuumtechnik, Entspiegelung und Interferenzfilter, Vakuumbogen-schmelzen, Wirkungsquerschnitte beim Zusammenstoß neutraler Atome, lichtelektrischer Effekt monoatomarer Metallschichten. Welche Bedeutung derartige Fragen für die verschiedensten technisch-physikalischen Anwendungen besitzen, braucht nicht besonders betont zu werden.

W. WAIDEN